

# Kryogene Wasserstofftargets für Experimente zur Laser–Materie-Wechselwirkung

## Cryogenic Hydrogen Targets for Laser–Matter Interaction Experiments

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

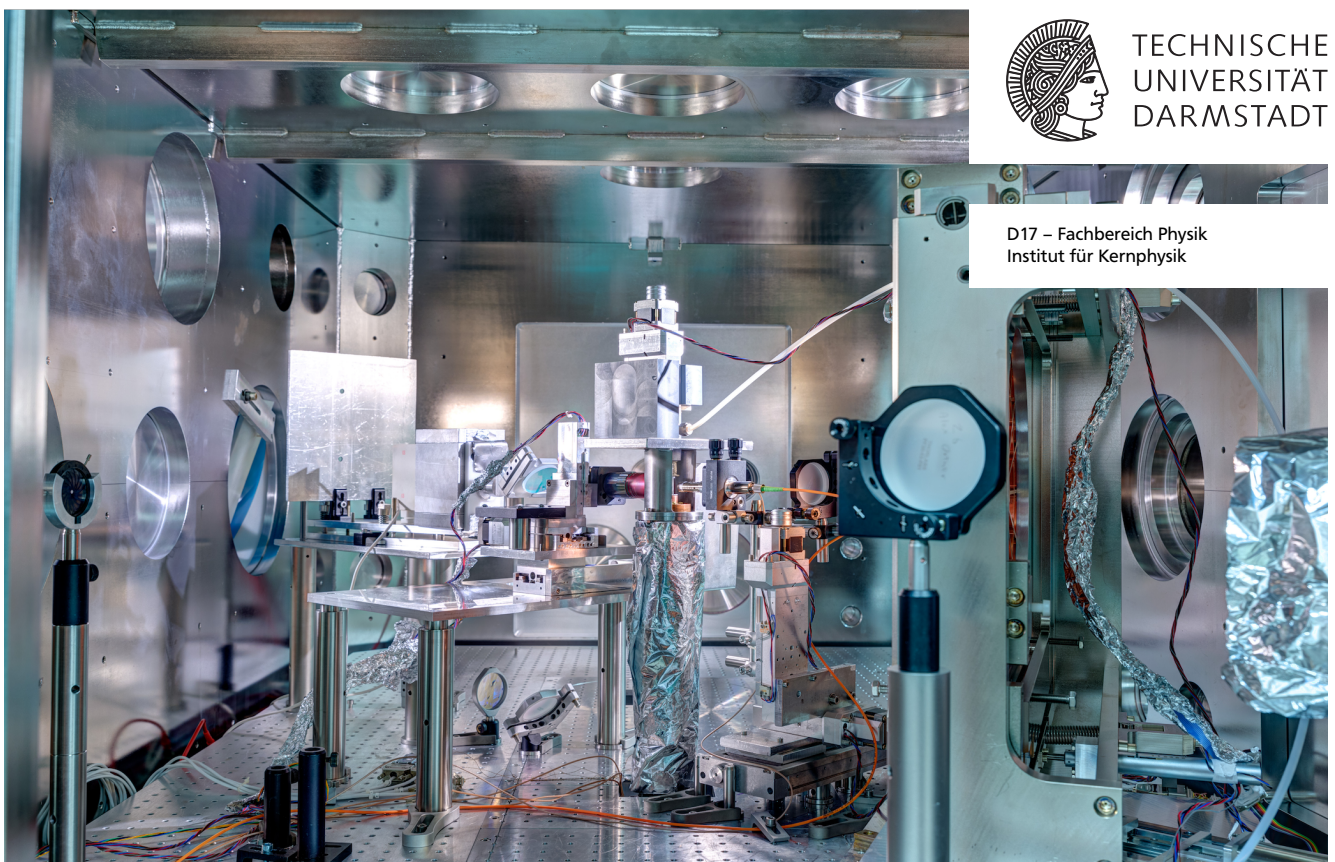
genehmigte Dissertation von M. A. Stefan Alexander Bedacht aus Würzburg

Tag der Einreichung: 8. November 2017, Tag der Prüfung: 7. Februar 2018

Darmstadt — D 17

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h. c./RUS Dieter H.H. Hoffmann

2. Gutachten: Prof. Dr. Markus Roth



Kryogene Wasserstofftargets für Experimente zur Laser–Materie-Wechselwirkung  
Cryogenic Hydrogen Targets for Laser–Matter Interaction Experiments

Genehmigte Dissertation von M. A. Stefan Alexander Bedacht aus Würzburg

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h. c./RUS Dieter H.H. Hoffmann

2. Gutachten: Prof. Dr. Markus Roth

Tag der Einreichung: 8. November 2017

Tag der Prüfung: 7. Februar 2018

Darmstadt — D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-81552

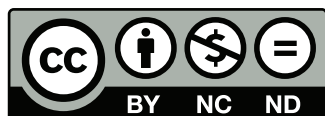
URL: <https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/8155>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt

<https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

[tuprints@ulb.tu-darmstadt.de](mailto:tuprints@ulb.tu-darmstadt.de)



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 4.0 International

<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>



---

## Inhaltsverzeichnis

---

<b>1. Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2. Theorie</b>	<b>9</b>
2.1. Laser-Materie-Wechselwirkung . . . . .	9
2.1.1. Laser . . . . .	9
2.1.2. Plasma . . . . .	10
2.1.3. Lasergetriebene Teilchenbeschleunigung . . . . .	13
2.1.4. Warme dichte Materie . . . . .	18
2.2. Wasserstoff . . . . .	19
2.3. Thermodynamik . . . . .	21
2.3.1. Wärmetransport . . . . .	21
2.3.2. Phasenübergänge . . . . .	22
2.4. Mechanische und thermische Effekte . . . . .	22
2.4.1. Oberflächenspannung . . . . .	23
2.4.2. Thermische Ausdehnung . . . . .	23
2.5. Kryotechnik . . . . .	23
2.5.1. Kaltkopf . . . . .	23
2.5.2. Thermometrie . . . . .	25
2.5.3. Regelkreise . . . . .	26
2.5.4. PID-Regelung . . . . .	27
2.6. Diagnostik . . . . .	27
2.6.1. Gasdiagnostik . . . . .	27
2.6.2. Drucksensoren . . . . .	29
2.6.3. Simulation . . . . .	30
2.6.4. Targetdiagnostik . . . . .	30
2.6.5. Teilchenstrahldiagnostik . . . . .	33
<b>3. Experimente</b>	<b>39</b>
3.1. Institut für Kernphysik . . . . .	39
3.1.1. Vakuumtechnik . . . . .	39
3.1.2. Kryotechnik . . . . .	41
3.1.3. Gastechnik . . . . .	45
3.1.4. Messtechnik . . . . .	49
3.1.5. Targetcharakterisierung . . . . .	54
3.1.6. Steuerungssoftware . . . . .	57
3.2. PHELIX . . . . .	57
3.2.1. Lasersystem . . . . .	58
3.2.2. Kryoaufbau . . . . .	60
3.2.3. Diagnostiken . . . . .	65
3.3. VULCAN . . . . .	70
3.3.1. Lasersystem . . . . .	70
3.3.2. Kryoaufbau . . . . .	71
3.3.3. Diagnostiken . . . . .	72

---

<b>4. Auswertung</b>	<b>73</b>
4.1. Institut für Kernphysik . . . . .	73
4.1.1. Herstellung kryogener Targets . . . . .	73
4.1.2. Charakterisierung kryogener Targets . . . . .	80
4.2. PHELIX . . . . .	82
4.2.1. Plastiktargets . . . . .	83
4.2.2. Kryogene Targets . . . . .	90
4.2.3. Nebendiagnostiken . . . . .	98
4.2.4. Optimierungspotentiale . . . . .	102
4.2.5. Zusammenfassung . . . . .	104
4.3. VULCAN . . . . .	104
<b>5. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>107</b>
5.1. Targetherstellung . . . . .	107
5.2. Targetcharakterisierung . . . . .	108
5.3. Experimente zur lasergetriebenen Ionenbeschleunigung . . . . .	108
5.4. Targetstrukturen für FAIR . . . . .	109
5.5. Ausblick . . . . .	109
<b>Glossar</b>	<b>111</b>
<b>Literatur</b>	<b>113</b>
<b>A. Berechnungen</b>	<b>121</b>
<b>B. Technische Zeichnungen</b>	<b>141</b>

---

## Zusammenfassung

---

Die vorliegende wissenschaftliche Arbeit beschreibt die Herstellung von festen Materialproben (Targets) mit definierter Geometrie aus gefrorenem Wasserstoff und deren Verwendung in Experimenten zur Laser-Materie-Wechselwirkung. Den Schwerpunkt der Arbeit bildeten die Entwicklung und Erprobung eines Versuchsaufbaus zur Verfestigung gasförmigen Wasserstoffs bei Temperaturen im Bereich von 10 K bis 20 K sowie die Charakterisierung der auf diese Weise erzeugten Targets.

Hierzu wurde am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt eine Vakuumkammer mit einem Kryosystem kombiniert und damit ein System aufgebaut, das die genaue Kontrolle der Parameter Temperatur und Druck des Targetgases Wasserstoff ermöglichte. Die technische Herausforderung bestand hierbei in der Konstruktion einer Vorrichtung, die Innendrucke von bis zu 500 mbar gegen Vakuum bei Temperaturen im Bereich von 10 K bis 20 K abdichten und gleichzeitig unter Vakuum geöffnet und geschlossen werden konnte.

Aufgrund der extrem niedrigen Temperaturen, die zur Herstellung der Targets nötig sind, ist es kaum möglich ein kryogenes Target aus dem Versuchsaufbau zu entfernen und es zu konservieren. Daher musste der gesamte Versuchsaufbau kompakt und mobil konstruiert werden, um die Anpassung auf andere Vakuumkammern in den Experimentierbereichen von Höchstleistungslasern zu ermöglichen und damit die kryogenen Targets während des Laser-Materie-Wechselwirkungsexperiments kurz vor der Interaktion mit dem Laser unmittelbar am Interaktionspunkt herstellen zu können.

Für die Erzeugung einzelner Targets wurden spezielle Halter konstruiert, um eine definierte Targetgeometrie beim Auffrieren der Targetstruktur zu gewährleisten. Es zeigte sich, dass die Targeterzeugung über den Phasenpfad gasförmig-flüssig-fest zu qualitativ besseren Targetstrukturen führte als der Phasenpfad gasförmig-fest. Auf diese Weise konnten freitragende Targetstrukturen mit einem Durchmesser von bis zu 2 mm und einer Dicke von 100  $\mu\text{m}$  bis 1000  $\mu\text{m}$  hergestellt werden.

Zur Vermessung der Targetstrukturen wurden sowohl optische als auch kernphysikalische Methoden untersucht, adaptiert und im Experiment eingesetzt. Das optische Verfahren der chromatisch-konfokalen Mikroskopie erzielte hierbei die besten Ergebnisse zur Bestimmung der Targetdicke. Weiterhin konnten Targets mittels  $\alpha$ -Teilchen-Spektroskopie vermessen werden, im Gegensatz zur chromatisch-konfokalen Mikroskopie jedoch nicht in Echtzeit.

Zur Untersuchung der Wechselwirkung von kryogenen Wasserstofftargets mit hochintensiver Laserstrahlung wurden zwei Experimentkampagnen an Höchstleistungslasersystemen der Petawattklasse durchgeführt: eine am Lasersystem Petawatt High Energy Laser for Ion Experiments (PHELIX) des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung in Darmstadt und eine am Lasersystem VULCAN Petawatt Laser (VULCAN) des Rutherford Appleton Laboratory in Didcot/UK. Ziel beider Experimentreihen war die Erzeugung von gerichteten Ionenstrahlen. Hierbei wurde insbesondere die experimentelle Realisierung des Beschleunigungsmechanismus laser breakout afterburner (dt.: Laserausbruch-Nachbeschleunigung) (BOA) untersucht, der bei Laserintensitäten von  $10^{21} \text{ W cm}^{-2}$  und passenden Targetstrukturen Protonenenergien von bis zu GeV ermöglichen soll.

Zur Untersuchung von BOA wurden neben kryogenen Wasserstofftargets mit Dicken im Bereich von 10  $\mu\text{m}$  bis 1000  $\mu\text{m}$  auch Targets aus Plastik mit Dicken im Bereich von 0,1  $\mu\text{m}$  bis 1,5  $\mu\text{m}$  verwendet, die im Targetlabor des Instituts für Kernphysik eigens für diese Experimente hergestellt wurden. Im Rahmen der Experimentkampagne an PHELIX wurde erstmals die Verwendung von freitragenden kryogenen Wasserstofftargets für die lasergetriebene Ionenbeschleunigung mit Maximalenergien von 46 MeV experimentell demonstriert. Zudem lieferten die Experimente mit Plastiktargts Protonen mit Maximalenergien von bis zu 65 MeV entlang der Propagationsrichtung des Laserstrahls, die mit dem BOA-Konzept vereinbar waren und eine neue Rekordenergie an PHELIX bedeuteten.

Neben den dünnen freitragenden kryogenen Wasserstofftargets für die Experimente zur lasergetriebenen Ionenbeschleunigung konnte noch eine weitere Targetgeometrie erzeugt werden, die für Experimente zur Untersuchung von warmer dichter Materie (WDM) geeignet ist. Hierbei handelte es sich um mit kryogenem Wasserstoff gefüllte Bleizylinder, die mit einem hierfür angepassten Versuchsaufbau ebenfalls am Institut für Kernphysik hergestellt werden konnten. Diese Targetgeometrie kann für die Laboratory Planetary Sciences (dt.: Labor-Planetologie) (LAPLAS)-Experimente des Bereichs Plasmaphysik der Startphase des neuen Beschleunigerzentrums Facility for Antiproton and Ion Research (dt.: Einrichtung zur Forschung an Antiprotonen und Ionen) (FAIR) verwendet werden.





---

## Abstract

---

The research presented in this thesis aimed at fabricating solid material samples (targets) of defined geometry from frozen hydrogen and applying these targets to laser–matter interaction experiments. The development and testing of an experimental setup to solidify gaseous hydrogen at temperatures in the range of 10 K to 20 K and the characterization of these solid target structures were the main goals of the research conducted.

For these purposes an experimental setup combining a vacuum chamber and a cryogenic system was set up at the Institut für Kernphysik at the Technische Universität Darmstadt. This setup allowed for precise control of the key parameters of the hydrogen gas, namely temperature and pressure. Constructing a device suitable for fabricating cryogenic hydrogen targets and withstanding a cavity pressure of up to 500 mbar at temperatures as low as 10 K to 20 K while being gas-tight proved to be technically challenging. In addition, the sealing of the device needed to be closed and opened under vacuum conditions.

Due to the extremely low temperatures needed for target fabrication the targets could neither be removed from the experimental setup nor be preserved outside. Therefore the experimental setup had to be compact and mobile to allow for adaptation at different laser systems and the respective experimental areas. With the custom made setup cryogenic developed in this project targets could be fabricated at the interaction point with the laser just before the start of the experiment.

The target geometry was defined by custom made target mounts supporting the cryogenic target during fabrication. Creating cryogenic targets exploiting the phase transitions gaseous–liquid–solid lead to better results than exploiting the phase transition gaseous–solid. This way self-supporting targets with a diameter of up to 2 mm and a thickness in the range of 100  $\mu\text{m}$  to 1000  $\mu\text{m}$  could be created.

For the characterization of the targets optical and nuclear methods were investigated, adapted, and applied to experiments. Best results for determining the target thickness were obtained by using the optical method of chromatic confocal microscopy. In addition  $\alpha$ -particle spectroscopy could be used for target thickness measurements, albeit the results were not available in real time in contrast to the method of chromatic confocal microscopy.

Two experimental campaigns aiming at the investigation of the interaction between cryogenic hydrogen targets and highly intense laser beams were conducted at petawatt class laser facilities: one at the Petawatt High Energy Laser for Ion Experiments (PHELIX) laser system at the GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt and another at the VULCAN laser system at the Rutherford Appleton Laboratory in Didcot/UK. In both campaigns the experimental realization of the laser breakout afterburner (dt.: Laserausbruch-Nachbeschleunigung) (BOA) acceleration mechanism was investigated. This mechanism is expected to provide maximum proton energies of up to GeV while demanding laser intensities on the order of  $10^{21} \text{ W cm}^{-2}$  and suitable ultra thin target structures.

For the investigation of the BOA mechanism both cryogenic hydrogen targets with thicknesses in the range of 100  $\mu\text{m}$  to 1000  $\mu\text{m}$  and targets made from plastics with thicknesses in the range of 0,1  $\mu\text{m}$  to 1,5  $\mu\text{m}$  were used. The plastic targets were custom made for these experiments at the target laboratory at the Institut für Kernphysik. During the experimental campaigns laser driven ion acceleration from self-supporting cryogenic hydrogen targets with maximum ion energies of 46 MeV was achieved for the first time. In addition the experiments with plastic targets provided maximum proton energies of up to 65 MeV along the laser axis being in accordance with the BOA mechanism. These maximum proton energies also marked a new record value for laser driven ion acceleration at the PHELIX system.

Apart from self-supporting cryogenic hydrogen targets for laser driven ion acceleration experiments a second target geometry was investigated. This geometry incorporated the filling of hollow lead cylinders with cryogenic hydrogen. These targets could also be fabricated at the Institut für Kernphysik using a custom made cryogenic setup. They are suitable for the Laboratory Planetary Sciences (dt.: Labor-Planetologie) (LAPLAS) experimental campaign during the first phase of plasma physics experiments at the new accelerator facility Facility for Antiproton and Ion Research (dt.: Einrichtung zur Forschung an Antiprotonen und Ionen) (FAIR).





---

## 1 Einleitung

---

Die Fortschritte im Verständnis der Physik wurden in den letzten Jahrzehnten maßgeblich durch den damit verbundenen technischen Fortschritt begünstigt. Die Nutzung von Technologien wie starken elektromagnetischen Feldern, Halbleitern oder Lasern haben insbesondere das Forschungsfeld der Hochenergiephysik bereichert und die experimentellen Möglichkeiten stark erweitert.

Gerade die Erfindung von Teilchenbeschleunigern in den 20er Jahren des 20. Jahrhunderts bedeutete einen großen Fortschritt für die Forschung, insbesondere im Bereich der Teilchen- und Kernphysik. Die Verwendung von Hochspannungsgeneratoren nach Van-de-Graaf (Van de Graaff u. a. 1933) oder Cockcroft-Walton (Cockcroft u. a. 1932a; Cockcroft u. a. 1932b) ermöglichte es Spannungen in der Größenordnung von einigen MV zu erzeugen und damit geladene Teilchen, wie etwa Elektronen oder Protonen, auf Energien im Bereich von MeV zu beschleunigen. Dies erlaubte 1932 (Cockcroft u. a. 1932a; Cockcroft u. a. 1932b) erstmals die Untersuchung von Kernreaktionen im Labor und stellte damit eine wesentliche Grundlage für die Erforschung von Elementarteilchen dar.

Moderne Höchstleistungsbeschleunigeranlagen wie der Large Hadron Collider (dt.: großer Hadronenkollider) (LHC) (CERN 2017b) am Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (Großforschungseinrichtung im Kanton Genf in der Schweiz) (CERN) (CERN 2017a) erreichen inzwischen Spitzenenergien von TeV und ermöglichen damit die Untersuchung bisher unbekannter Elementarteilchen nach den Vorhersagen des Standardmodells der Teilchenphysik. Mithilfe dieser Anlage konnte 2012 mit hoher Wahrscheinlichkeit die Existenz des sog. Higgs-Boson (Higgs 1964) nachgewiesen werden, für dessen Vorhersage François Englert und Peter Higgs 2013 den Nobelpreis in Physik erhielten (Nobel Media AB 2014 2013).

Neben auf einzelne Teilchenarten wie Protonen oder Elektronen spezialisierten Beschleunigern gibt es Beschleuniger mit einem breiteren Anwendungsspektrum, wie z. B. den Universal Linear Accelerator (UNILAC) am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung (GSI) (Blasche u. a. 1977; GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH 2017b) in Darmstadt. Diese Anlage ist in erster Linie für die Beschleunigung schwerer Ionen entwickelt worden und erlaubt durch deren Kollision die Erzeugung neuer, meist kurzlebiger Nuklide.

Für die Untersuchung weiterer Materiezustände werden immer höhere Energien benötigt, die den Ausbau bestehender oder den Bau neuer Beschleuniger erfordern. Aus der enormen Größe von bis zu einigen zehn Kilometern Länge der oben beschriebenen, auf elektrischen Wechselfeldern basierenden Beschleunigeranlagen resultieren ein riesiger Platzbedarf und damit verbundene Kosten im Bereich von einigen Milliarden Euro. (CERN 2017a) Somit kommen nur wenige Standorte weltweit für den Bau solcher Anlagen, wie z. B. den International Linear Collider (dt.: Internationaler Linearkollider) (ILC) (Behnke u. a. 2013), in Frage, wodurch wiederum der Zugang und die Messmöglichkeiten für Wissenschaftler weltweit eingeschränkt ist.

Um diesem Umstand zu begegnen, wird seit Jahrzehnten an neuen Konzepten für die Beschleunigung von Teilchen geforscht. Da die maximal erreichbare Energie direkt von der vom Beschleuniger bereitgestellten Feldstärke abhängt, erscheint es zweckmäßig diese Größe zu optimieren. Bei konventionellen Anlagen begrenzen die für die Beschleunigerstrukturen verwendeten Metalle die maximal erreichbaren Feldstärken auf etwa  $\text{MV m}^{-1}$ , da das Material oberhalb einer kritischen Feldstärke zerstört wird (Hinterberger 2008).

Unter diesem Gesichtspunkt bietet es sich an Plasmen als „Material“ für neue Beschleunigerkonzepte zu verwenden. Der Materiezustand Plasma zeichnet sich dadurch aus, dass die Ladungsträger, d. h. Ionen und Elektronen, teilweise oder sogar vollständig getrennt vorliegen und deren Dynamik mit Modellen aus der Gas- und Fluidtheorie beschrieben werden kann (Eliezer 2002; Gibbon 2004; Mulser u. a. 2010). Plasmen sind somit im Gegensatz zu Festkörpern bereits „vollständig zerstört“, wodurch sich eine Definition der Zerstörschwelle erübrigt. Somit unterscheidet sich Plasma allerdings auch grundsätzlich von herkömmlichen Materialien, sodass sich bisherige Konzepte nicht direkt auf Plasma-basierte Beschleuniger übertragen lassen.

Um Plasmen für die Beschleunigung von Teilchen nutzbar zu machen, bedient man sich moderner Höchstleistungslaser. Solche Laser erreichen durch die Verwendung ultrakurzer Laserpulse mit Längen auf der Zeitskala von fs und Energien von bis zu einigen Hundert J, die auf einen Fleck mit einer Größe von wenigen  $\mu\text{m}^2$  fokussiert werden können, Intensitäten von bis zu  $10^{22} \text{ W cm}^{-2}$ . (Yanovsky u. a. 2008)

Während Laser- und Plasma-basierte Beschleunigeranlagen für Elektronen üblicherweise Materialproben im gasförmigen Zustand benutzen (Geddes u. a. 2004; Leemans u. a. 2014; Tajima u. a. 1979), wie z. B. einen gepulsten

---

Strahl aus Wasserstoff, werden für die Beschleunigung von Ionen, und hier insbesondere von Protonen, feste Materialproben benutzt (Snavely u. a. 2000). Diese sog. *Targets* bestehen häufig aus Metallen wie Gold, Aluminium oder Kupfer sowie aus Kunststoffen mit Materialstärken im Bereich von 1  $\mu\text{m}$  bis 100  $\mu\text{m}$ .

Fokussiert man einen Höchstintensitätslaser auf ein solches Target, so wird an der Interaktionsfläche zwischen Laser und Target ein Plasma gezündet, d. h. in einem gewissen Volumen ein Materiezustand separierter Ladungsträger erzeugt. (Gibbon 2004) Im Strahlungsfeld des Lasers werden aufgrund ihrer Beweglichkeit vornehmlich Elektronen beschleunigt und propagieren durch das Targetmaterial. Diese Separation von beweglichen Elektronen und aufgrund ihrer Masse trägen Ionen führt zur Ausbildung eines extrem starken elektrischen Feldes mit Feldstärken im Bereich von  $\text{TV m}^{-1}$  an der Oberfläche des Targets. Durch dieses Feld können nun Teilchen aus dem Target bzw. von dessen Oberfläche beschleunigt werden (Hatchett u. a. 2000; Snavely u. a. 2000; Wilks u. a. 2001).

Gerade die Applikation als kompakte Strahlungsquelle für Elektronen (Leemans u. a. 2014), Ionen (Fuchs u. a. 2005) und Neutronen (Roth u. a. 2013) birgt ein großes Potential für Anwendungen in der Medizin, insbesondere in der Onkologie, sowie in der Materialforschung und der Sicherheitstechnik (Daido u. a. 2012). Neben der Beschleunigung von Teilchen ermöglichen hochintensive Laserstrahlen und die damit verbundene relativistische Laser-Plasma-Wechselwirkung eine Vielzahl weiterer Anwendungen. Dazu gehören u.a. die Erzeugung von ultrakurzen Laserpulsen mit Pulslängen von wenigen as (Dromey u. a. 2006), besonders kurzwellige Röntgen- und Gammastrahlung (Rousse u. a. 2004), sowie die Erzeugung von Materiezuständen, die für die Trägheitsfusion (J. Fernández u. a. 2014) oder in der Astrophysik (Kraus u. a. 2016) eine Rolle spielen.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich vorrangig mit der lasergetriebenen Plasma-basierten Beschleunigung von Ionen aus einem speziellen Targetmaterial: kryogenem Wasserstoff. Dabei handelt es sich um Wasserstoff, der auf eine Temperatur unterhalb seines Gefrierpunkts von 14 K ( $-259^\circ\text{C}$ ) (Sigel u. a. 1969; Souers 1986) heruntergeköhlt wird und dann als Feststoff vorliegt. Obwohl Wasserstoff das am einfachsten aufgebaute chemische Element darstellt, ist die Untersuchung seiner Eigenschaften und Verwendung, insbesondere im festen und flüssigen Zustand, Gegenstand aktueller Forschung (Ceperley u. a. 1997; Chan u. a. 2009; Cheng 1993; Funk u. a. 2000; Krygier u. a. 2015; Lei u. a. 2009; Tanaka u. a. 1995; Tebartz u. a. 2017).

Sowohl die Herstellung als auch die Verwendung von Targets aus kryogenem Wasserstoff für die lasergetriebene Teilchenbeschleunigung sind technisch anspruchsvoll. Beides wird am Beispiel im Rahmen dieser Arbeit durchgeführter Experimente vorgestellt. Außerdem wird die Herstellung einer Targetstruktur für Experimente mit Schwerionenstrahlen im Rahmen der Laborastrophysik an Facility for Antiproton and Ion Research (dt.: Einrichtung zur Forschung an Antiprotonen und Ionen) (FAIR) (Laboratory Planetary Sciences (dt.: Labor-Planetologie) (LAPLAS)) beschrieben.

Die Arbeit gliedert sich in eine kurze Einführung in die physikalischen Grundlagen, eine Beschreibung der durchgeführten Experimente sowie deren Auswertung, und schließt mit einer Zusammenfassung nebst Ausblick auf zukünftige Entwicklungsmöglichkeiten des vorgestellten Projekts.

---

## 2 Theorie

---

Das folgende Kapitel gibt einen Überblick über die Physik, die der Erzeugung und Nutzung von kryogenen Wasserstofftargets für Experimente zur Untersuchung von Laser-Plasma-Wechselwirkungen zugrunde liegt. Der erste Teil erläutert Grundlagen der Wechselwirkung von Lasern mit Materie und führt in den dabei auftretenden Materiezustand Plasma ein. Danach werden Eigenschaften des Elements Wasserstoff zusammengetragen, die für die Verwendung als kryogenes Target eine Rolle spielen. An diesen Abschnitt schließt sich eine kurze Einführung in die Tieftemperaturphysik und die im Experiment verwendete Kryotechnik an. Im letzten Teil des Kapitels werden Methoden der Target- und Teilchenstrahldiagnostik vorgestellt, die im Rahmen der Experimente verwendet wurden.

---

### 2.1 Laser-Materie-Wechselwirkung

---

Der folgende Abschnitt gibt einen Überblick über die Physik der Wechselwirkung zwischen hochintensiven Laserstrahlen und Materie. Hierzu ist ein grundlegendes Verständnis des Materiezustands Plasma nötig, der im Rahmen entsprechender Experimente erzeugt wird und gleichzeitig einen signifikanten Einfluss auf die Wechselwirkung mit der Laserstrahlung nimmt. Die Zusammenfassung der Grundlagen der Laserphysik orientiert sich an den Standardwerken (Boyd 2008; Siegman 1986; Träger 2012), die Plasmaphysik wird in Anlehnung an (Demtröder 2006b; Eliezer 2002; Gibbon 2004; Mulser u. a. 2010; Stroth 2011) beschrieben. Kompakte Darstellungen der Physik der Laser-Materie-Wechselwirkung finden sich in (Macchi, Borghesi u. a. 2013; McKenna u. a. 2013).

---

#### 2.1.1 Laser

---

Für die Erzeugung hochenergetischer Materiezustände, wie z. B. Plasmen, benötigt man einen geeigneten Treiber, der genügend Energie in einer bestimmten Zeitspanne an einem wohldefinierten Ort bereitstellen kann. Neben intensiven Teilchenstrahlen, die von Beschleunigern etwa am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) (Deutsches Elektronen-Synchrotron 2017) oder CERN (CERN 2017a) erzeugt werden können, bieten sich hierfür Laser-Strahlen an, die sich insbesondere durch die Verfügbarkeit ultrakurzer Pulse im Bereich von fs und darunter und den daraus ergebenden Energiedichten von bis zu  $10^{22} \text{ W cm}^{-2}$  (Yanovsky u. a. 2008) eignen.

Unter light amplification by stimulated emission of radiation (dt.: Lichtverstärkung durch stimulierte Strahlungsemission) (Laser) versteht man sowohl den physikalischen Effekt als auch das Gerät, mit dem Laserstrahlen erzeugt werden. Der erste Laser wurde 1960 von Theodore Maiman entwickelt (Maiman 1960). Laserstrahlen zeichnen sich insbesondere durch hohe Lichtintensität, ein klar eingegrenztes Frequenzspektrum, große Kohärenzlänge und die Möglichkeit einer starken Fokussierung des Strahls aus.

Die physikalische Grundlage der Funktionsweise eines Lasers bildet die *Besetzungsinversion* in einem Mehrniveausystem, dem sog. *aktiven Medium*. Hierzu wird dem System Energie zugeführt, die die Atome oder Moleküle im Medium auf einen höheren Quantenzustand anregt. Dabei müssen neben dem Grundniveau, aus dem das Teilchen angehoben wird, noch mindestens zwei weitere Niveaus existieren, die besetzt werden können. Ist deren Besetzungswahrscheinlichkeit und Lebensdauer unterschiedlich, so ist es möglich durch Zugabe von Energie, dem sog. *Pumpen*, das oberste Niveau zu besetzen. Der Übergang auf das untere Niveau erfolgt statistisch (*spontan*) oder durch gezielte Anregung mit einem Photon, das eine Energie entsprechend der Differenz der beiden Energieniveaus besitzt. Die dabei als Strahlung freigesetzte Energie wird als *stimulierte Emission* bezeichnet und bildet die Laserstrahlung.

Um den Effekt der stimulierten Emission zu verstärken, umschließt man das aktive Medium üblicherweise mit Spiegeln, sodass ein einzelnes Photon durch Reflexion an den Enden über mehrere Durchgänge durch das Material ein weiteres Photon anregen kann, sodass es zu einem Lawineneffekt kommt. Diese Anordnung bezeichnet man als *Resonator*. Um die erzeugte Laserstrahlung nutzbar zu machen, muss einer der Spiegel geöffnet werden oder teildurchlässig ausgeführt sein, sodass die Laserstrahlung aus dem Resonator ausgekoppelt werden kann. Dies kann entweder kontinuierlich oder in gepulster Folge geschehen.

Zur Erzeugung besonders intensiver Laserstrahlung bedient man sich extrem kurzer Pulse mit hoher Energie, die auf eine möglichst kleine Fläche gebündelt wird. Die heutzutage etablierte Methode zur Erzeugung solcher intensiver



Laserpulse ist chirped pulse amplification (dt.: Verstärkung getschilter Pulse) (CPA) (Strickland u. a. 1985). Dabei wird der ursprüngliche, niederenergetische Laserpuls zunächst zeitlich gestreckt, in einem Laserverstärker durch stimulierte Emission verstärkt und anschließend auf möglichst die ursprüngliche Pulslänge komprimiert. Die Streckung und Kompression erfolgt üblicherweise mittels gleichartiger optischer Gitter, wodurch der Laserpuls räumliche und zeitliche Dispersion erfährt; dabei sind Strecker und Kompressor geometrisch invers zueinander aufgebaut. Die zeitliche und meist auch räumliche Aufweitung des Laserpulses ist nötig, um unter der Zerstörschwelle der dazu eingesetzten optischen Bauteile zu bleiben, da somit die Intensität der Strahlung verringert werden kann. Die Zerstörschwelle gängiger optischer Komponenten, wie z. B. Spiegeln, liegt bei einer Energieflussdichte von etwa  $0,16 \text{ J cm}^{-2} \sqrt{\tau_{\text{ps}}}$ , wobei  $\tau_{\text{ps}}$  die Laserpulslänge in ps bezeichnet (Gibbon 2004). Häufig verwendet man auch mehrere Verstärker hintereinander, um die gewünschte Endenergie zu erreichen.

Um die höchstmögliche Leistung pro Fläche zu erzeugen, muss der Laserpuls im Experiment stark fokussiert werden. Hierbei stellt sich wiederum das Problem der Zerstörschwelle, weshalb in Höchstleistungssystemen keine Linsen verwendet werden können. Stattdessen bedient man sich parabelförmiger Spiegelemente aus besonders widerstandsfähigen Materialien, wie z. B. Metallen oder speziellen Lasergläsern, die den Laserstrahl möglichst verlustfrei reflektieren und gleichzeitig fokussieren.

Mit einem modernen Höchstleistungslasersystem wie Petawatt High Energy Laser for Ion Experiments (PHelix) (Bagnoud u. a. 2010) des GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung (GSI) sind damit unter Verwendung von Laserpulsen mit der Wellenlänge von 1053 nm, einer Pulsdauer von 500 fs, einer Energie von bis zu 250 J und Laserstrahldurchmessern von wenigen Mikrometern Intensitäten von bis zu  $10^{21} \text{ W cm}^{-2}$  erzielbar. Diese Intensitäten sind geeignet, um Materialproben so viel Energie zuzuführen, dass diese ihre Phase ändern und z. B. in den Plasmazustand übergehen können.

## 2.1.2 Plasma

Unter einem Plasma (von griechisch „plásma“: „Gebilde“) versteht man einen Materiezustand, der sich durch einen hohen oder sogar vollständigen Ionisationsgrad auszeichnet; das bedeutet, dass die den Atomen zugrundeliegenden Ladungsträger in diesem Zustand ungebunden vorliegen. Für Wasserstoff beträgt die dazu benötigte Energie, die sog. *Ionisationsenergie*, 13,6 eV; da Wasserstoff nur über ein Hüllenelektron verfügt, ist das Atom durch die Ionisation eines Elektrons bereits vollständig ionisiert (Stöcker 2005). Aus dem hohen Ionisationsgrad eines Plasmas ergeben sich Eigenschaften, die kein anderer Materiezustand gleichzeitig in sich vereint, weshalb der Plasmazustand bisweilen auch als die „vierte Phase“ neben den klassischen Phasen fest, flüssig und gasförmig bezeichnet wird. Auch wenn der Begriff des Plasmas im Alltag kaum geläufig ist, so ist der Plasmazustand die häufigste Erscheinungsform der uns bekannten Materie im Universum (Stroth 2011).

Der folgende Abschnitt führt in grundlegende Eigenschaften von Plasmen und theoretische Modelle zu deren Beschreibung ein, die für das Verständnis der Wechselwirkung von Lasern und Plasmen nützlich sind.

### Beschreibung

Zur Charakterisierung eines Plasmas eignen sich die enthaltenen Teilchen (Elektronen, Ionen, neutrale Atome, neutrale und geladene Moleküle), deren Dichten und Temperaturen sowie ihre räumliche Struktur und die sich hieraus ergebenden Phänomene, wie z. B. Ladung und Ströme bzw. elektrische und magnetische Felder. Weiterhin zeichnen sich Plasmen durch drei grundlegende Parameter aus: Debye-Länge, Plasmaparameter und Plasmafrequenz.

#### Debye-Länge

Die *Debye-Länge*, benannt nach Peter Debye, beschreibt die Abschirmlänge, nach der das elektrische Potential einer lokalen Überschussladung auf den Bruchteil  $1/e$  des ursprünglichen Potentials abgefallen ist. Sie folgt aus der elektrostatischen Anziehung bzw. Abstoßung in der Nähe der betrachteten Probeladung, wodurch sich lokal eine höhere Dichte entgegengesetzt geladener Ladungsträger ansammelt, die das Feld der Probeladung nach außen hin abschirmen. Im Gleichgewicht gilt dabei für ein Plasma:

$$\lambda_D^{-2} = \lambda_{D,e}^{-2} + \lambda_{D,i}^{-2} = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0} \left( \frac{1}{k_B T_e} + \frac{1}{k_B T_i} \right) \quad (2.1)$$

wobei  $\lambda_D$  die Debye-Länge,  $n$  die Dichte,  $\varepsilon_0$  die elektrische Feldkonstante,  $T$  die Temperatur,  $k_B$  die Boltzmannkonstante und  $e$  die Elementarladung bezeichnet. Die Indizes kennzeichnen dabei jeweils den Wert für Elektronen (e) bzw. Ionen (i).

Aufgrund der unterschiedlichen Masse können sich gerade die Temperatur und damit die Beweglichkeit der einzelnen Teilchenarten in einem einzigen Plasma stark voneinander unterscheiden. Die dem Plasma zugrundeliegenden Atome, deren Ionisierbarkeit und damit der Ionisationsgrad des Plasmas wiederum beeinflussen die Anzahl der vorkommenden Ladungsträger, wodurch sich unterschiedliche Dichten je nach Ladungsträgerart ergeben können. Das einfachst-möglich aufgebaute Plasma ist demnach ein Wasserstoffplasma, da ein Wasserstoffatom nach Abgabe seines einzigen Bindungselektrons bereits vollständig ionisiert ist. Dieser besonders einfache Aufbau macht Wasserstoff zu einem idealen Kandidaten zur Erforschung von Grundlagen der Plasmaphysik und deren Anwendungen, wie in Abschnitt 2.2 näher erläutert wird.

### Plasmaparameter

Aus der Debye-Länge lässt sich der sog. *Plasmaparameter*  $N_D$  ableiten:

$$N_D = n \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 \quad (2.2)$$

wobei  $\lambda_D$  die Debye-Länge und  $n$  die Dichte des Plasmas bezeichnen. Der Plasmaparameter gibt somit an, wie viele Teilchen sich innerhalb einer Kugel mit dem Radius der Debye-Länge befinden und ist damit ein Maß für die Ladungsträgerabschirmung innerhalb des Plasmas; je größer der Parameter, desto elektrisch neutraler verhält sich das Plasma.

### Coulomb-Gesetz

Werden die freien Ladungsträger im Plasma aus ihrer Ruhelage ausgelenkt, so wirkt auf jeden einzelnen eine rückstellende Kraft, die sog. *Coulomb-Kraft*  $F_C$ , benannt nach Charles Augustin de Coulomb:

$$F_C = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (2.3)$$

Hier bezeichnet  $\varepsilon_0$  die elektrische Feldkonstante,  $q_1$  die Ladung des betrachteten Ladungsträgers und  $q_2$  die Ladung eines anderen Ladungsträger in dessen Umgebung. Für eine genaue Berechnung ist hierzu die Betrachtung sämtlicher nicht vollständig abgeschirmter Ladungen notwendig, was in der Praxis unmöglich ist, weshalb man sich wiederum Parametern wie der Debye-Länge bedient.

### Plasmafrequenz

Die rückstellende Coulomb-Kraft wirkt so, dass die ursprüngliche homogene Ladungsverteilung wiederhergestellt wird. Aufgrund ihrer Trägheit werden die Ladungsträger jedoch über die ursprüngliche Ruhelage hinaus beschleunigt, wodurch sich wiederum eine rücktreibende Kraft ergibt. Die resultierende Oszillation um die Ruhelage wird durch die *Plasmafrequenz*  $\omega_p$  beschrieben:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}} \quad (2.4)$$

wobei  $n_e$  die Elektronendichte,  $e$  die Elementarladung,  $\varepsilon_0$  die elektrische Feldkonstante und  $m_e$  die Elektronenmasse bezeichnet.

### Kritische Dichte

Die Plasmafrequenz ist insbesondere für die Beschreibung der Wechselwirkung von Laserstrahlung mit Materie von Bedeutung. Erfüllt die Frequenz der Laserstrahlung  $\omega_L = 2\pi c/\lambda$  die Bedingung  $\omega_L = \omega_p$ , so kann der Laser nicht in das Plasma eindringen; hierbei beschreibt  $\lambda$  die Wellenlänge der Laserstrahlung. Über Gleichung (2.4) ist mit dieser

Grenzfrequenz eine Grenzdichte des Plasmas verknüpft, die als *kritische Dichte* (Macchi, Borghesi u. a. 2013)  $n_c$  bezeichnet wird:

$$n_c = \frac{m_e \omega_1^2}{4\pi e^2} \approx 1,1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3} \left( \frac{\lambda}{1 \mu\text{m}} \right)^{-2} \quad (2.5)$$

Für aktuelle Hochleistungslasersysteme, deren Wellenlänge üblicherweise im Bereich von 800 nm bis 1100 nm liegt, ergibt sich somit eine kritische Dichte von etwa  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ .

Die kritische Dichte lässt sich anhand des *linearen Brechungsindex*  $n$  (Macchi, Borghesi u. a. 2013) erklären:

$$n = \sqrt{1 - \left( \frac{\omega_p}{\omega_1} \right)^2} = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} \quad (2.6)$$

Für  $n_e > n_c$  würde  $n$  demnach imaginäre Werte annehmen, sodass die Strahlung nicht propagieren kann. Der zugehörige Dichtebereich wird auch als „überkritisch“ bezeichnet. Die Laser-Materie-Wechselwirkung ist demnach im nicht-relativistischen Fall auf den „unterkritischen“ Bereich, für den  $n_e < n_c$  gilt, bis zur Grenzfläche mit der Eigenschaft  $n_e \simeq n_c$  beschränkt.

### Relativistische Transparenz

Bei hohen elektrischen Feldstärken, wie sie z. B. im elektrischen Feld von Hochleistungslasern auftreten, wird der Brechungsindex aufgrund relativistischer Effekte nichtlinear. Für die Propagation einer ebenen Welle ergibt sich der *relativistische Brechungsindex* aus der linearen Beschreibung in Gleichungen (2.4) und (2.6) durch Skalierung der Elektronenmasse  $m_e$  mit dem relativistischen  $\gamma$ -Faktor (Macchi, Borghesi u. a. 2013; Mulser u. a. 2010):

$$\gamma = \sqrt{1 + \langle \vec{a}^2 \rangle} \quad (2.7)$$

wobei  $\vec{a} = e\vec{A}/m_e c^2$  die Bewegung des Oszillationszentrums einer Punktladung im Vektorpotential  $\vec{A} = \vec{A}(x, t)$  beschreibt; dabei kennzeichnet  $\langle \vec{a}^2 \rangle$  die Mittelung über eine Schwingung des Feldes. Für den relativistischen Brechungsindex  $n_{\text{rel}}$  ergibt sich somit analog zu Gleichung (2.6) (Macchi, Borghesi u. a. 2013):

$$n_{\text{rel}} = \sqrt{\frac{1 - n_e}{\gamma n_c}} \quad (2.8)$$

Für  $n_e > \gamma n_c$  wird  $n_{\text{rel}}$  imaginär, es tritt die sog. *relativistische Transparenz* ein. Dieser Effekt wird in neuesten Konzepten zur lasergetriebenen Teilchenbeschleunigung wie z. B. laser breakout afterburner (dt.: Laserausbruch-Nachbeschleunigung) (BOA) ausgenutzt (siehe auch Abschnitt 2.1.3).

### Laserparameter

$\langle \vec{a}^2 \rangle$  kann umgeschrieben werden in  $a_0^2/2$ , wobei  $a_0$  als „dimensionsloser“ *Laserparameter* (Macchi, Borghesi u. a. 2013) bezeichnet wird:

$$a_0 = 0.85 \sqrt{\frac{I \lambda^2}{10^{18} \text{ W cm}^{-2}}} \quad (2.9)$$

Hierbei beschreibt  $I$  die Intensität des verwendeten Lasers und  $\lambda$  dessen Wellenlänge in  $\mu\text{m}$ .

### Ponderomotorische Kraft

Die Kraft, die auf ein geladenes Teilchen in einem nicht-uniformen Wechselfeld, z. B. dem Strahlungsfeld eines Lasers, wirkt, wird als *ponderomotorische Kraft*  $F_p$  bezeichnet. Für ein quasimonochromatisches oszillierendes elektromagnetisches Feld mit dem radial variierenden Vektorfeld  $\vec{a}(\vec{r}, t)$  gilt (Macchi, Borghesi u. a. 2013):

$$F_p = -m_e c^2 \nabla \sqrt{1 + \langle \vec{a} \rangle^2} \quad (2.10)$$

Die ponderomotorische Kraft wirkt somit entlang des Gradienten des elektromagnetischen Feldes und ist indirekt proportional zur Masse des Ladungsträgers. Dies bewirkt eine Beschleunigung insbesondere der leichteren Ladungsträger, d. h. im Allgemeinen der Elektronen im Plasma, und induziert eine Dichteviation im Plasma, eine sog. *Plasmawelle*. Die Plasmamodifikation aufgrund der ponderomotorischen Kraft ist die maßgebliche Ursache für Ionenbeschleunigungseffekte in Laser-Materie-Wechselwirkungen, wie z. B. nach dem Mechanismus TNSA (siehe auch Abschnitt 2.1.3).



---

## Absorptionsmechanismen

Neben den auftretenden Kräften ist der Energieübertrag zwischen Laser und Plasma entscheidend für die daraus entstehende Wechselwirkung. Die wichtigsten Mechanismen sind dabei Stoßabsorption, Resonanzabsorption, Brunel-Heizung sowie  $\vec{j} \times \vec{B}$ -Heizung (Brunel 1987; Eliezer 2002; Kruer u. a. 1985; Mulser u. a. 2010).

Die *Stoßabsorption* dominiert im Bereich niedriger Laserintensitäten von weniger als  $10^{15} \text{ W cm}^{-2}$ . Hierbei absorbiert ein Elektron bei einem Stoß mit einem anderen Elektron oder Ion ein Photon. Analog zur Bremsstrahlung (Abgabe eines Photons bei Impulsänderung eines Elektrons (Demtröder 2006b)) wird dieser Stoßprozess auch als „inverse Bremsstrahlung“ bezeichnet. Die Stoßfrequenz ist dabei proportional zur Elektronendichte des Plasmas und indirekt proportional zu dessen Temperatur. Sie nimmt daher für höhere Laserintensitäten ab.

Für höhere Laserintensitäten von mehr als  $10^{15} \text{ W cm}^{-2}$  und *p*-polarisierte Laserstrahlung spielt die *Resonanzabsorption* eine Rolle. Hierbei wird an der kritischen Dichte (siehe Gleichung (2.5)) durch das elektrische Feld des Lasers eine Elektronenplasmawelle erzeugt und resonant verstärkt. In Abhängigkeit des Auftreffwinkels des Lasers relativ zum Plasma wird Energie durch Dämpfung der Welle auf die Elektronen übertragen; maßgeblich ist hierbei die senkrecht zum Plasma orientierte Komponente des Laserfeldes.

Für Laserintensitäten im Bereich von  $10^{20} \text{ W cm}^{-2}$  und darüber, wie sie an aktuellen Höchstleistungslasersystemen wie PHELIX (siehe auch Abschnitt 3.2) zur Verfügung stehen, tragen weitere Absorptionsmechanismen zum Energieübertrag zwischen Laser und Plasma bei. Während die *Brunel-Heizung* (Brunel 1987) wie auch die Resonanzabsorption für *p*-polarisierte Laserstrahlung einen Beitrag liefert, ist der Mechanismus der  $\vec{j} \times \vec{B}$ -Heizung unabhängig von der Polarisierung der Laserstrahlung. Im Modell von Brunel werden Elektronen an der Grenzfläche zwischen kritischer Dichte und unterkritischem Plasma eines Targets zunächst in den unterkritischen Bereich beschleunigt. Nach einer halben Oszillationsperiode werden die Elektronen zurück in Richtung der kritischen Dichte beschleunigt und geben dabei Energie an das Target ab. Für *s*-polarisierte Laserstrahlung existiert keine senkrechte Komponente des Laserfeldes relativ zum Plasma. Für ausreichend hohe Laserintensitäten und damit verbundene Feldstärken wird jedoch die Kraft aufgrund des induzierten Magnetfeldes groß genug, um eine Elektronenoszillation senkrecht zum Plasmadichtegradienten zu treiben und somit einen Energieübertrag analog zur Brunel-Heizung zu induzieren. Dieser Effekt wird aufgrund der Magnetfeldkomponente auch als  $\vec{j} \times \vec{B}$ -Heizung (Kruer u. a. 1985) bezeichnet.

Da die Intensität eines Hochleistungslasers nicht stufenförmig ansteigt, sondern im Rahmen der Anstiegsflanke kontinuierlich zunimmt, spielen die zuvor genannten Effekte zu unterschiedlichen Zeitpunkten eines Laser-Materie-Wechselwirkungsexperiments eine Rolle und können nicht isoliert betrachtet werden.

---

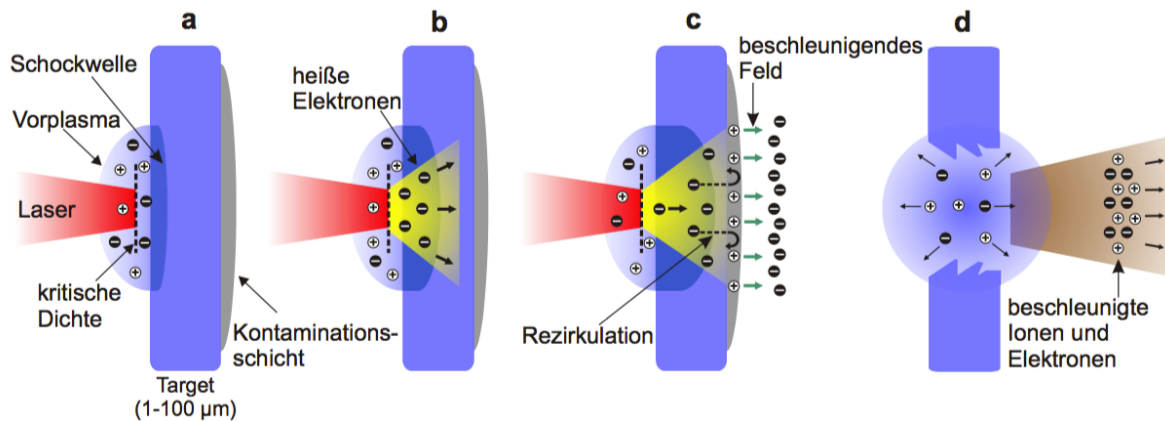
### 2.1.3 Lasergetriebene Teilchenbeschleunigung

---

Mit der technischen Verfügbarkeit von hochintensiver Laserstrahlung infolge der Entwicklung des CPA-Mechanismus gewann die Verwendung von Lasern zunehmend an Bedeutung für die Erzeugung von hochenergetischen Materiezuständen. Nachdem es im Bereich der lasergetriebenen Teilchenbeschleunigung 1996 erstmals gelang Elektronen auf nahezu relativistische Geschwindigkeiten zu beschleunigen (Umstadter u. a. 1996), konnte ein Team um Snavely am NOVA Petawatt-Laser am Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) 2000 erstmals die gezielte Beschleunigung von Protonen aus einem Festkörpertarget mittels Laserstrahlung nachweisen (Snavely u. a. 2000). Der dabei entdeckte Mechanismus der (Hatchett u. a. 2000; Snavely u. a. 2000; Wilks u. a. 2001) ist heute, fast zwei Jahrzehnte nach seiner Entdeckung, noch immer Gegenstand aktueller Forschung und Grundlage weiterer Beschleunigungskonzepte.

Aufbauend auf target normal sheath acceleration (dt.: Probenoberflächennormalenfeld-Beschleunigung) (TNSA) gelang es 2006 einem Team um Lin Ying am Los Alamos National Laboratory (LANL) über eine detaillierte particle in cell (dt.: Teilchen in Zelle) (PIC)-Simulation auf dem Hochleistungsrechner *Road Runner* einen neuen Mechanismus zu definieren, den sog. laser breakout afterburner (dt.: Laserausbruch-Nachbeschleunigung) (BOA) (Albright u. a. 2007; Yin, Albright, Hegelich, Bowers u. a. 2007; Yin, Albright, Hegelich und J. C. Fernández 2006). BOA basiert auf der Ausnutzung einer kurzzeitigen Phase relativistischer Transparenz des Targets, wodurch eine effektivere Beschleunigung als mittels TNSA möglich wird. Gleichzeitig stellt dieser Mechanismus jedoch noch höhere Anforderungen an Laserintensität und Targetgeometrie, weshalb die experimentelle Erforschung von BOA noch am Anfang steht.

Die beiden Mechanismen TNSA und BOA, die auch die Hauptanwendung des experimentellen Teils der vorliegenden Arbeit darstellen, werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt. Außerdem wird ein kurzer Überblick über weitere zurzeit erforschte Konzepte gegeben.



**Abbildung 2.1:** Mechanismus der target normal sheath acceleration (dt.: Probenoberflächennormalenfeld-Beschleunigung) (TNSA). **a)** Trifft ein hochintensiver Laserpuls auf eine Materialprobe (*Target*), so kann bereits die ansteigende Flanke des Laserpulses das Targetmaterial im Interaktionsbereich ionisieren. Dabei bildet sich ein Vorplasma auf der dem Laser zugewandten Targetvorderseite aus. Der Ablationsdruck des Vorplasmas erzeugt dabei eine Schockwelle, die durch das Target propagiert. Der Laserpuls kann bis zur kritischen Dichte in das Vorplasma eindringen und Energie auf das Plasma übertragen, insbesondere auf die Elektronen. **b)** Es ergibt sich ein Strahl hochenergetischer („heißer“) Elektronen, die in Richtung der Targetrückseite propagieren. Durch Streueffekte wird der Strahl dabei aufgeweitet. **c)** Erreicht der Elektronenstrahl die Targetrückseite, können die Elektronen das Target teilweise verlassen und es bildet sich eine Elektronenwolke und damit ein starkes elektrisches Feld zwischen positiver Targetrückseite und Elektronenwolke aus. **d)** Die Feldstärke im Bereich von  $\text{TeV m}^{-1}$  reicht aus, um Ionen aus den obersten Schichten der Targetrückseite, der sog. *Kontaminationsschicht*, zu ionisieren und zu beschleunigen. Aufgrund der elektrischen Feldlinien bildet sich ein gerichteter Strahl beschleunigter Ionen entlang der Targetnormalen. Die Beschleunigung endet mit der Zerstörung des Targets durch die anfangs erzeugte Schockwelle. (Wagner 2014)

## Target Normal Sheath Acceleration

Der bis heute am besten experimentell untersuchte lasergetriebene Beschleunigungsmechanismus für feste Targetstrukturen ist target normal sheath acceleration (dt.: Probenoberflächennormalenfeld-Beschleunigung) (TNSA). (Hatchett u. a. 2000; Snavely u. a. 2000; Wilks u. a. 2001) Die Grundlagen der TNSA werden im Folgenden kurz erläutert. Eine ausführliche Beschreibung findet sich z. B. in (Macchi, Borghesi u. a. 2013; Schollmeier 2009).

### Voraussetzungen

Für die lasergetriebene Teilchenbeschleunigung nach dem Mechanismus TNSA werden Hochleistungslasersysteme mit Maximalintensitäten von mindestens  $10^{18} \text{ W cm}^{-2}$  und Materialproben, sog. *Targets*, benötigt. Die Targets bestehen üblicherweise aus dünnen Festkörperfolien aus Metall oder Plastik und weisen Dicken im Bereich von  $0,5 \mu\text{m}$  bis  $100 \mu\text{m}$  auf. Die o.g. Laserintensitäten erfordern das Arbeiten unter Vakuumbedingungen, sodass das jeweilige Experiment in einer evakuierbaren Kammer, der sog. *Targetkammer*, in der Nähe des jeweiligen Lasersystems aufgebaut werden muss.

### Beschreibung

Abbildung 2.1 zeigt eine schematische Beschreibung des Beschleunigungsmechanismus TNSA. Trifft ein intensiver Laserpuls auf die Targetoberfläche, so wird die Laserenergie teilweise vom Material absorbiert und dieses somit aufgeheizt. Bei genügend hohen Intensitäten werden die Oberflächenatome ionisiert und es bildet sich ein Plasma aus, wodurch eine Separation von Elektronen und positiv geladenen Ionen erfolgt. Diese Wechselwirkung beschränkt sich auf den Bereich bis zur sog. *kritischen Dichte*, über die hinaus der Laser nicht weiter ins Material eindringen kann (vgl. Gleichung (2.5)). Die ponderomotorische Kraft des Laserfeldes (vgl. Gleichung (2.10)) wirkt dabei auf die freien Ladungsträger. Die leichteren Elektronen werden effizienter beschleunigt als die schwereren Ionen und bewegen sich entlang des Poynting-Vektors in das Targetmaterial. Der Gradient des resultierenden elektrischen Feldes entlang der Oberflächennormalen und des Auftreffpunktes bewirkt einen Strom hochenergetischer, sog. „heißer“ Elektronen

---

durch das Target, während die schwereren Ionen zu träge sind, um dem Feld zu folgen und damit quasi-stationär bleiben. Aufgrund von Stößen fächert der Elektronenstrom in Abhängigkeit von der Dicke des Targets und damit der Weglänge der Elektronen bis zum Austritt auf der Rückseite auf. Ein Teil der Elektronen kann das Target durchdringen und durch die Rückseite verlassen. Ein anderer Teil wird aufgrund der durch den Elektronenstrom bedingten positiven Aufladung des Targets zurückgezogen und rezirkuliert am Rand des Elektronenstroms.

Da die austretenden Elektronen eine negativ geladene „Elektronenwolke“ (engl. „electron sheath“) in der Nähe der Targetoberfläche bilden und mit dem erzeugten Überfluss an verbleibenden positiven Ladungsträgern im Target wechselwirken, bildet sich auf einer Länge von wenigen Debye-Längen (vgl. Gleichung (2.1)) ein extrem starkes elektrisches Feld mit Feldstärken im Bereich von  $\text{TV m}^{-1}$  auf der Targetrückseite aus. Die Stärke und Größe des elektrischen Feldes wird dabei von der Verteilung der heißen Elektronen, d. h. deren Temperatur, Divergenz und Gesamtzahl, bestimmt. Diese Parameter wiederum hängen von den Eigenschaften des Laserpulses sowie insbesondere von der Art und Beschaffenheit des Targets ab. Die Lebensdauer des Feldes wird begrenzt von der Dauer der Interaktion des Lasers mit dem Target, d. h. zum einen durch die Laserpulslänge und zum anderen durch die Zerstörung des Targets aufgrund von Plasmaexpansion und Schockwellen.

Aufgrund ihres günstigen Ladung/Masse-Verhältnisses werden insbesondere Protonen effektiv durch das elektrische Feld von der Targetoberfläche weg beschleunigt. Diese sind auf nahezu jedem Targetmaterial auf der Oberfläche vorhanden, entweder aufgrund von unvermeidbaren Ablagerungen von Kohlenwasserstoffen aus der Atmosphäre oder als Bestandteil des Targetmaterials selbst. Neben den Protonen wechselwirken auch alle anderen positiv geladenen Ladungsträger in Reichweite des elektrischen Feldes mit diesem und werden entsprechend ihres Ladung/Masse-Verhältnisses beschleunigt. Bedingt durch deren höhere Trägheit erfolgt die Beschleunigung jedoch langsamer, sodass die Ladungstrennung über einen längeren Zeitraum aufrecht erhalten wird als die Beschleunigung der Oberflächenprotonen andauert. Die Beschleunigung erfolgt entlang der Feldlinien des elektrischen Feldes und damit entlang der Targetoberflächennormalen, weshalb dieser Mechanismus als target normal sheath acceleration (dt.: Probenoberflächennormalenfeld-Beschleunigung) bezeichnet wird.

Begrenzt wird die Beschleunigung durch die Eindringtiefe in das Target, die zur Erzeugung von heißen Elektronen ins Material eingebrachte Energie und die Eindringtiefe des durch die Elektronenwolke erzeugten elektrischen Feldes auf der Rückseite.

---

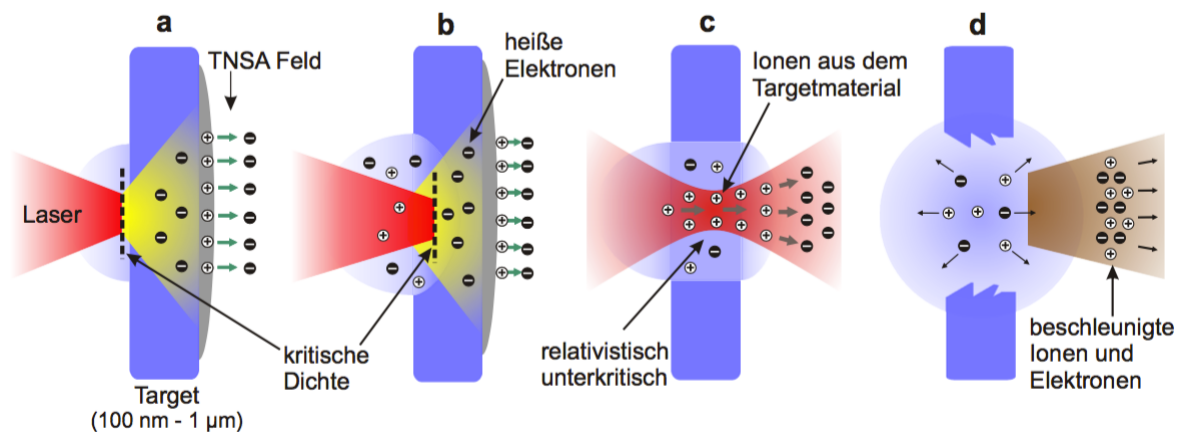
## Laser Breakout Afterburner

---

Im Rahmen der Erforschung neuer Konzepte zur lasergetriebenen Teilchenbeschleunigung gelang es 2006 einem Team um Yin am LANL über eine detaillierte PIC-Simulation auf dem Hochleistungsrechner *Road Runner* einen neuen Mechanismus zu definieren (Albright u. a. 2007; Yin, Albright, Hegelich und J. C. Fernández 2006). Dieser basiert auf TNSA, macht sich jedoch die Verfügbarkeit noch leistungsfähigerer Lasersysteme und die damit mögliche Erzeugung sog. „relativistischer Transparenz“ im Target zunutze. Hierdurch wird das Target während der Wechselwirkung mit dem Laser für diesen unterkritisch und dieser kann an heiße Elektronen ankoppeln und somit die Beschleunigung verstärken. Aufgrund dieses „Durchbruchs“ des Lasers durch das Target und der damit verbundenen „Nachbeschleunigung“ wird dieser Mechanismus als laser breakout afterburner (dt.: Laserausbruch-Nachbeschleunigung) (BOA) bezeichnet. BOA stellt neben wenigen anderen Mechanismen wie radiation pressure acceleration (dt.: Lichtdruckbeschleunigung) (RPA) (Henig u. a. 2009; Redding 1967; Robinson u. a. 2008) derzeit eine der erfolgversprechendsten Möglichkeiten zur lasergetriebenen Beschleunigung von Ionen auf hohe Endenergien von möglicherweise bis zu GeV dar; weit höher, als dies mit aktuell realisierten Lasersystemen und TNSA möglich wäre. Das grundlegende Konzept von BOA wird im folgenden Abschnitt vorgestellt.

### Voraussetzungen

Wie bereits in Abschnitt 2.1.3 beschrieben wird auch für das auf TNSA aufbauende Konzept BOA ein Hochleistungslasersystem sowie ein geeignetes Target benötigt. Im Gegensatz zu TNSA sind jedoch zur Erzeugung der erforderlichen relativistischen Transparenz des Targets noch höhere Intensitäten von mehr als  $10^{20} \text{ W cm}^{-2}$  nötig. Mit aktuellen Lasersystemen erfordert dies gleichzeitig dünnere Targets; für Kohlenstofftargets bzw. aus Kohlenwasserstoffketten aufgebaute Plastiktargets liegen die verwendeten Dicken im Bereich von  $0,1 \mu\text{m}$  bis  $1,5 \mu\text{m}$ . Materialien mit höherer Dichte wie Metalle oder diamond like carbon (dt.: diamantähnlicher Kohlenstoff) (DLC) erfordern noch dünnere Folien mit Dicken im Bereich weniger nm (Yin, Albright, Bowers u. a. 2011).



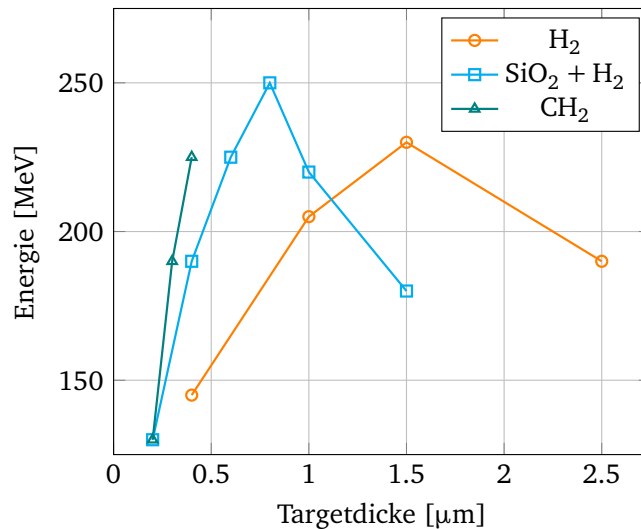
**Abbildung 2.2:** Mechanismus des laser breakout afterburner (dt.: Laserausbruch-Nachbeschleunigung) (BOA). **a)** Die Anfangsphase entspricht dem Beschleunigungsmechanismus TNSA (vgl. Abb. 2.1). **b)** Bei geeigneter Kombination von ausreichend dünnem Target und hoher Laserintensität verschiebt sich der Bereich der kritischen Dichte in das Targetvolumen und der Laserpuls kann mit dem Targetmaterial direkt wechselwirken. **c)** Die Elektronen in der Wechselwirkungszone werden auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt, wodurch sich die Dichte des Materials bis zum Zustand relativistischer Transparenz verringert. Der Laser kann in dieser Phase besonders effizient Energie auf die Elektronen übertragen, die wiederum die Ionen im Bereich der unterkritischen Dichte beschleunigen. **d)** Es entsteht ein mit dem Laser propagierendes elektrisches Feld, in dem die Ionen aus dem Inneren des Targets entlang der Laserpropagationsrichtung beschleunigt werden (Wagner 2014)

## Beschreibung

Abbildung 2.2 zeigt eine schematische Beschreibung des Beschleunigungsmechanismus BOA. Der Beschleunigungsprozess gemäß BOA beginnt ähnlich zu dem nach TNSA, d. h. mit der Wechselwirkung zwischen einem hochintensiven Laserpuls und einem Target mit für den Laser überkritischer Dichte. Dabei werden ebenfalls ein Plasma gezündet und heiße Elektronen erzeugt, die das Target durchdringen. Sind allerdings die Voraussetzungen zum Erreichen des Zustands relativistischer Transparenz des Targetmaterials erfüllt, ehe dieses durch die Schockwelle zerstört oder durch Plasmaexpansion klassisch unterdichtet wird, so kann der Laser das Target vollständig durchdringen. Hierbei kann das Laserfeld an die bereits heißen Elektronen ankoppeln und weiter Energie deponieren, sodass diese noch weiter beschleunigt werden. Dieser Strom aus besonders heißen Elektronen kann wiederum über Plasmainstabilitäten, wie z. B. die *Buneman-Instabilität* (Buneman 1959), an die umgebenden, langsameren Ionen ankoppeln und Energie übertragen.

Damit kommt es zu einer zusätzlichen Beschleunigung der Ionen im Bereich des Laserfeldes, die höhere Energien als mittels TNSA erreichen können. Gleichzeitig werden nicht nur Ionen von der Oberfläche des Targets beschleunigt, sondern auch aus dessen Inneren, wodurch sich die Zusammensetzung des erzeugten Teilchenstrahls und deren Gesamtzahl im Vergleich zur rein oberflächenbasierten Beschleunigung nach TNSA ebenfalls erhöhen kann. Da die Nachbeschleunigung besonders effizient entlang des Laserfeldes geschieht, geht man davon aus, dass der durch die Plasmainstabilitäten im Laserfeld erzeugte Teilchenstrahl sich bevorzugt entlang der Laserstrahlrichtung ausbreitet, wodurch die Ionenstrahlrichtung im Gegensatz zu TNSA nicht mit der Oberflächennormalen des Targets identisch sein muss. Aufgrund der Nachbeschleunigung der Teilchen während des Durchbruchs des Lasers durch das Target wird dieser Mechanismus als laser breakout afterburner (dt.: Laserausbruch-Nachbeschleunigung) bezeichnet (Yin, Albright, Bowers u. a. 2011; Yin, Albright, Hegelich, Bowers u. a. 2007; Yin, Albright, Hegelich und J. C. Fernández 2006; Yin, Albright, Jung u. a. 2011).

Da die hohen Anforderungen an das Lasersystem, insbesondere ein besonders hoher Laserkontrast, der die Zerstörung des Targets durch Plasmazündung vor Eintreffen des Hauptpulses verhindert, und möglichst hohe Intensität bisher nur an wenigen Lasersystemen realisierbar sind, gibt es bisher nur wenige experimentelle Daten zu BOA; viele der zuvor genannten Annahmen stützen sich daher auf Simulationsrechnungen. In einer PIC-Code-basierten Rechnung hat Lin Yin (Yin 2010) den Einfluss des Targetmaterials auf die maximale Beschleunigung untersucht. Abbildung 2.3 zeigt die Ergebnisse dieser Studie. Demnach ist die Beschleunigung mittels BOA umso effektiver, je geringer die Massendichte des bestrahlten Targets ist. Aufgrund dieser Berechnungen scheint fester, d. h. gefrorener Wasserstoff sich optimal für die Erprobung und experimentelle Realisierung des BOA-Mechanismus zu eignen.



**Abbildung 2.3:** Simulation zum Einfluss des Targetmaterials auf maximale Energie mittels BOA beschleunigter Ionen. Die Simulation wurde mittels PIC-Code für die Parameter des *Trident* Lasersystems (120 Joule, 500 fs,  $10^{21} \text{ W cm}^{-2}$ ) für Targets unterschiedlicher Dicken und Materialzusammensetzungen von Lin Yin am LANL durchgeführt. Die optimale Dicke für Plastiktargts ( $\text{CH}_2$ ) liegt für diese Parameter bei  $0,2 \mu\text{m}$  bis  $0,4 \mu\text{m}$ , für ein kombiniertes Target aus Siliziumdioxid mit einer Schicht gefrorenen Wasserstoffs ( $\text{SiO}_2 + \text{H}_2$ ) bei  $0,8 \mu\text{m}$  und für reinen gefrorenen Wasserstoff bei  $1,5 \mu\text{m}$ . (Yin 2010)

Neben diesen Simulationsdaten hat ein Team um Jung am LANL Experimente am *Trident* Lasersystem am LANL durchgeführt und eine semi-empirische Formel für den Zusammenhang zwischen Targetdicke und erreichbarer Maximalenergie der mittels BOA beschleunigten Ionen entwickelt (Jung 2012):

$$d_{\text{opt}} = 9,84 \times 10^5 \frac{1}{n_0} I_L^{\frac{13}{24}} t_L \quad (2.11)$$

Hierbei bezeichnet  $d_{\text{opt}}$  die optimale Targetdicke in nm in Abhängigkeit von der initialen freien Elektronendichte (normiert auf die kritische Dichte)  $n_0$ , der Laserintensität in  $\text{W cm}^{-2}$  und der Laserpulsdauer in s  $t_L$ . Dieser Formel liegt die Annahme zugrunde, dass die Beschleunigung mittels BOA am effizientesten ist, wenn die Zeiträume der relativistischen Transparenz und der Wechselwirkung des Laserhauptpulses mit dem Target bestmöglich überlappen.

---

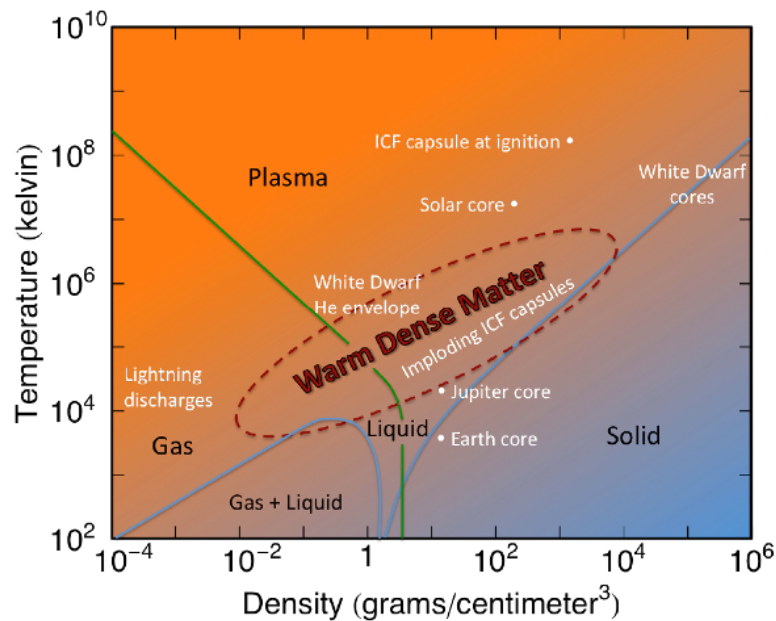
### Weitere Beschleunigungskonzepte

---

Neben TNSA und BOA gibt es noch eine Reihe weiterer Konzepte der lasergetriebenen Ionenbeschleunigung, wie etwa radiation pressure acceleration (dt.: Lichtdruckbeschleunigung) (RPA) und relativistically induced transparency acceleration (dt.: Beschleunigung durch relativistische Transparenz) (RITA), die Gegenstand aktueller Forschung und zum Teil bisher nur in Simulationen untersucht werden konnten.

Vielversprechend erscheint dabei der Mechanismus RPA (Esirkepov u. a. 2004; Henig u. a. 2009; Robinson u. a. 2008). Dieser setzt auf die Beschleunigung per Lichtdruck (engl.: „radiation pressure“), d. h. den Impuls, den ein Photon bei der Reflexion von einer Oberfläche auf diese überträgt. Während dieses Phänomen grundsätzlich nur einen sehr geringen Impulsübertrag ermöglicht, nimmt der Effekt mit zunehmender Lichtintensität an Bedeutung zu. Simulationen zeigen, dass mit zukünftigen Höchstleistungslasern mit Intensitäten im Bereich von  $10^{23} \text{ W cm}^{-2}$  Protonen auf Maximalenergien von mehreren hundert MeV beschleunigt werden könnten. Neben der bisher nicht erreichten Laserintensität sind dazu auch extrem dünne Targetfolien mit Dicken im Bereich von einigen nm erforderlich sowie ein extrem hoher zeitlicher Kontrast des Laserpulses, damit diese dünnen Folien nicht durch etwaige Vorpulse vor der eigentlichen Wechselwirkung zerstört werden. Da die Zerstörung der Oberfläche auch die Beschleunigung durch den Lichtdruck stören würde, geht man davon aus, dass die Verwendung von zirkular polarisiertem Licht diesen Effekt unterdrücken und damit die Beschleunigung positiv beeinflussen könnte. Aufgrund der hohen Anforderungen an das Lasersystem und die Targetherstellung konnte RPA bisher nicht eindeutig experimentell realisiert werden.





**Abbildung 2.4:** Schematisches Phasendiagramm zu warm dense matter (dt.: warme dichte Materie) (WDM). Der Bereich der WDM erstreckt sich über einen Temperaturbereich von  $10^4$  K bis  $10^7$  K und Dichten im Bereich von  $10^{-2}$  g cm<sup>-3</sup> bis  $10^4$  g cm<sup>-3</sup> und umfasst die Phasenzustände fest, flüssig, gasförmig und Plasma. (Los Alamos National Laboratory 2017)

Einen Spezialfall von RPA stellt light sail acceleration (dt.: Lichtsegelbeschleunigung) (LSA) (Macchi und Benedetti 2010; Macchi, Veghini u. a. 2009) dar. Hierbei wird eine Targetfolie, die nur wenige Atomlagen dünn sein darf, als ganzes durch den Lichtdruck beschleunigt, ähnlich einem Segel im Wind. Die Anforderungen zur Realisierung dieses Mechanismus sind nochmals höher als die an RPA, weshalb LSA bisher nur in Simulationen getestet werden konnte.

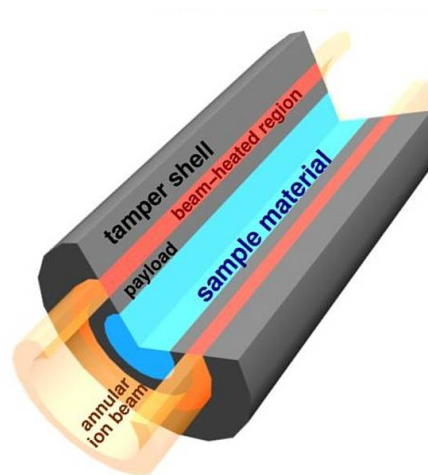
Neben den bisher genannten lasergetriebenen Beschleunigungsmechanismen gibt es noch eine Vielzahl weiterer, hauptsächlich theoretisch erarbeiteter Konzepte, die bisweilen Mischformen der bisher vorgestellten Mechanismen darstellen, oder sich nur in einzelnen Parametern von diesen unterscheiden. Hierzu zählen relativistically induced transparency acceleration (dt.: Beschleunigung durch relativistische Transparenz) (RITA) (Sahai u. a. 2013) und collisionless shock acceleration (dt.: kollisionsfreie Schockbeschleunigung) (CSA) (Jones u. a. 1991; Zhang u. a. 2017). Die Behandlung dieser Mechanismen liegt jedoch außerhalb der Zielsetzung der vorliegenden Arbeit.

#### 2.1.4 Warme dichte Materie

Neben der Untersuchung der Wechselwirkung von hochintensiven Lasern mit Materie zur Erzeugung von gerichteten Teilchenstrahlen ist die Erforschung von dabei entstehenden besonderen Materiezuständen ein aktives Forschungsgebiet. Dazu zählt insbesondere der Materiezustand, der zwischen dem klassischen Festkörper und dem Plasmazustand liegt, die sog. warm dense matter (dt.: warme dichte Materie) (WDM). Hierfür versagen die spezifischen Modelle der Plasma- und Festkörperphysik, da die Materiedichte größer als bei Plasmen, die Energiedichte dafür höher als in Festkörpern ist.

Moderne Forschungseinrichtungen wie GSI (GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH 2017b) oder zukünftige Anlagen wie FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research in Europe GmbH 2017) ermöglichen mit ihrer Kombination aus Teilchenbeschleunigern und Höchstintensitätslasern die Untersuchung des Materiezustands WDM. Die im Rahmen dieses Projekts untersuchten kryogenen Wasserstofftargets können hierzu ebenfalls einen Beitrag leisten und sind insbesondere für die ersten geplanten Experimentkampagnen der Plasmaphysik an FAIR (GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH 2017a) im Rahmen der High Energy Density Matter generated by Heavy Ion Beams (dt.: Materie hoher Energiedichte erzeugt von Schwerionenstrahlen) (HEDGeHOB)-Kollaboration (Tahir u. a. 2006) von Interesse.





**Abbildung 2.5:** Schematischer Aufbau einer Targetstruktur für die Experimentenkampagne Laboratory Planetary Sciences (dt.: Labor-Planetologie) (LAPLAS). Ein Kern aus gefrorenem Wasserstoff ist ummantelt mit einer zylindrischen Hülle aus einem Material hoher Dichte, z. B. Blei. Bei Bestrahlung des Targets mit einem ringförmigen Schwerionenstrahl erhitzt sich der Kern aus Wasserstoff schneller als der schwerere Mantel, sodass aufgrund der Expansion ein hoher Druck innerhalb des Targets entsteht, der dem Parameterraum von WDM und astrophysikalischer Phänomene entspricht. (GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH 2017c)

---

## LAPLAS

---

Zu den geplanten Experimenten der FAIR-Startphase zählt das Experiment LAPLAS (Tahir u. a. 2006). Hierbei wird ein zylindrisches Target mit einem Schwerionenstrahl entlang der Längsachse des Targets bestrahlt. Der Targetkern besteht hierbei aus gefrorenem Wasserstoff, der von einem Hohlzylinder aus einem schweren Metall, z. B. Blei oder Gold, umgeben ist. Bei der Wechselwirkung der leichten Wasserstoffatome mit dem Schwerionenstrahl wird der Wasserstoff erhitzt und dehnt sich aus. Aufgrund der niedrigen Bindungsenergie des Wasserstoffes verglichen mit dem umgebenden Schwermetall ist die Expansion des Wasserstoffs sehr viel schneller, sodass eine Zone hohen Drucks innerhalb des Wasserstoffs entsteht.

Die Ausbildung dieses Bereiches von WDM wird dabei insbesondere vom Strahlprofil des Schwerionenstrahls bestimmt. Je nach Konfiguration, d. h. ob ein ringförmiges oder ein rundes Strahlprofil verwendet wird, bietet das Experiment die Möglichkeit die Metallisierung von Wasserstoff oder Materiezustände, wie sie im Inneren von Planeten erwartet werden, zu untersuchen. Beide Zustände sind insbesondere auch für die Astrophysik von Interesse, weshalb das Nachbilden astrophysikalischer Rahmenbedingungen in einem terrestrischen Labor ein aktives Forschungsgebiet der Hochenergiephysik darstellt; daher auch die Bezeichnung Laboratory Planetary Sciences (dt.: Labor-Planetologie).

---

## 2.2 Wasserstoff

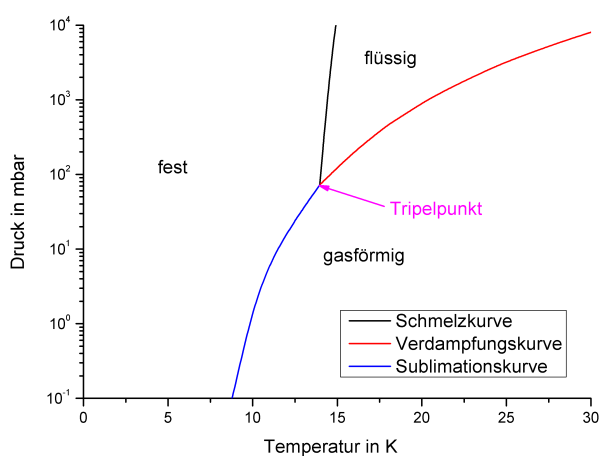
---

Wasserstoff (H) ist das leichteste bekannte chemische Element und trägt im Periodensystem der Elemente (PSE) die Ordnungszahl eins. Die Atome des Wasserstoffs bestehen aus je einem Proton, Elektron und Neutron (Demtröder 2005a). Aufgrund dieses simplen Aufbaus bildet Wasserstoff die Grundlage verschiedener kernphysikalischer Modelle und Näherungen. Gleichzeitig ist es das am häufigsten vorkommende chemische Element im bekannten Universum und daher auch für die Erforschung astrophysikalischer Phänomene von Bedeutung.

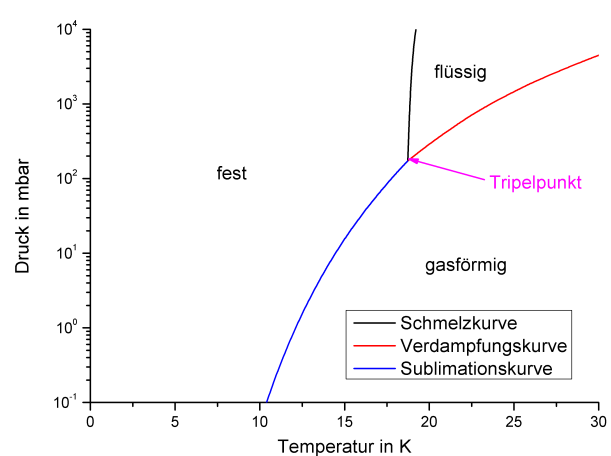
Wasserstoff liegt bei Normalbedingungen gasförmig als zweiatomiges Molekül ( $H_2$ ) vor und weist bei 293 K eine Dichte von  $0,09 \text{ kg m}^{-3}$  auf (Demtröder 2005a). Bei einer Temperatur von weniger als 21 K verändert sich der Aggregatzustand von fest nach flüssig, der Tripelpunkt, d. h. die Parameterkonstellation, bei der die drei Phasen gasförmig, flüssig und fest gleichzeitig vorliegen, liegt bei 13,96 K und 7,2 kPa (72 mbar). Unterhalb von 14 K gefriert Wasserstoff in einer hexagonal dichtesten Kugelpackung zu einem farblosen Kristall mit einer Dichte von  $0,086 \text{ g cm}^{-3}$ . Ein Kristall aus kryogenem Wasserstoff weist damit eine etwa 10 000-fach höhere Dichte auf

Bedingungen	Parameter	H <sub>2</sub>	D <sub>2</sub>	Einheit
Standard	molare Masse	2,0157	4,0282	10 <sup>-3</sup> kg mol <sup>-1</sup>
Tripelpunkt	Temperatur	13,96	18,73	K
	Druck	7200	17 150	Pa
	Wärmekapazität	12,8	22	J mol <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>
	Oberflächenspannung	2,99	3,82	10 <sup>-3</sup> J m <sup>-2</sup>
	Dichte	0,086	0,197	g cm <sup>-3</sup>
kritisch	Temperatur	33,19	38,34	K
	Druck	1,315	1,665	10 <sup>6</sup> Pa

**Tabelle 2.1:** Übersicht verschiedener physikalischer Eigenschaften von Wasserstoff und seinem Isotop Deuterium. Angegeben sind jeweils die Werte für sog. „normale“ Mischungen, d. h. solche, deren Verhältnis von Zuständen mit gerader und ungerader Rotationsquantenzahl  $J$  bei Raumtemperatur im Gleichgewicht stehen; diese werden auch als nH<sub>2</sub> bzw. nD<sub>2</sub> bezeichnet. (Souers 1986)



**(a) Phasendiagramm von Wasserstoff**



**(b) Phasendiagramm von Deuterium**

**Abbildung 2.6:** Phasendiagramme von Wasserstoff (<sup>1</sup>H) und Deuterium (D). Zur Erzeugung von kryogenem Wasserstoff sind sehr niedrige Temperaturen von weniger als 20 K erforderlich. Der Phasenübergang in die feste Phase kann bei niedrigen Drücken (weniger als 72 mbar bzw. 172 mbar) aus der Gasphase (Resublimation) oder bei höheren Drücken aus der Flüssigphase (Erstarren) erfolgen. (Menzel 2010)

als gasförmiger Wasserstoff; flüssiger Wasserstoff besitzt eine Dichte von 0,071 g cm<sup>-3</sup> (Souers 1986). Weitere physikalische Eigenschaften von Wasserstoff bei tiefen Temperaturen sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Von Wasserstoff existieren mit Protium (<sup>1</sup>H, Elementsymbol H), Deuterium (<sup>2</sup>H, Elementsymbol D) und Tritium (<sup>3</sup>H, Elementsymbol T) drei natürliche Isotope, d. h. Atomkerne mit gleicher Protonen- aber unterschiedlicher Neutronenanzahl. Ein Protiumkern enthält kein Neutron, ein Deuteriumkern eines und ein Tritiumkern zwei Neutronen. Protium und Deuterium sind stabile Isotope, Tritium ist radioaktiv und zerfällt mit einer Halbwertszeit von 12,3 Jahren über einen  $\beta^-$ -Zerfall nach <sup>3</sup>He (Lucas u. a. 2000). Aufgrund der nahezu gleichen Masse von Proton und Neutron stellen die einzelnen Isotopenmassen jeweils ein Vielfaches voneinander dar, wodurch sich signifikante Änderungen in den physikalischen Eigenschaften ergeben. So liegt z. B. der Tripelpunkt von Deuterium mit 19 K etwa 5 K über dem von Wasserstoff <sup>1</sup>H (vgl. Tabelle 2.1). Aus diesem Grund wurde in den im Rahmen des Projekts durchgeführten Experimenten häufig Deuterium verwendet, da die Anforderungen an die Kryotechnik etwas geringer, die übrigen physikalischen Eigenschaften im Vergleich zu anderen Materialien jedoch ausreichend ähnlich zu Wasserstoff <sup>1</sup>H sind.

Bei der Handhabung von Wasserstoff ist zu beachten, dass dieser leichtentzündlich ist und bereits Gemische aus Luft und 4 % Volumenanteil Wasserstoff brennbar sind. Ab einem Volumenanteil von 18 % ist eine Mischung von Luft und Wasserstoff explosiv und wird als *Knallgas* bezeichnet.

---

## 2.3 Thermodynamik

---

Für die Verwendung von Kryotechnik zur Erzeugung tiefer Temperaturen ist ein grundlegendes Verständnis der Thermodynamik hilfreich. Der folgende Abschnitt stellt einige wichtige Konzepte der Thermodynamik mit Bezug zum experimentellen Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit vor. Eine ausführliche Behandlung findet sich z. B. in (Demtröder 2006a) oder (Fließbach 2007), an die die folgende Beschreibung angelehnt ist.

---

### 2.3.1 Wärmetransport

---

Für die Erzeugung von kryogenen Targets ist es notwendig das Targetgas soweit abzukühlen, dass ein Phasenwechsel von gasförmig zu flüssig bzw. zu fest stattfindet. Sowohl für das Erreichen der gewünschten Zieltemperatur als auch für das Stabilisieren spielt der Wärmetransport des verwendeten Systems eine entscheidende Rolle. Man unterscheidet dabei drei Arten der Wärmeübertragung: *Wärmeleitung*, *Wärmeströmung* und *Wärmestrahlung*.

---

#### Wärmeleitung

---

Unter Wärmeleitung versteht man den Übertrag von Wärme in einem ruhenden System ohne Materialtransport. Die Wärme wird über Schwingungen oder Stöße innerhalb des Systems gemäß des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik solange vom wärmeren zum kälteren Teil des Systems übertragen, bis sich ein lokales Gleichgewicht eingestellt hat.

Die Wärmeleitung spielt somit eine wichtige Rolle beim Abkühlen eines Festkörpers, wie z. B. dem Kaltkopf und dem Targethalter innerhalb des experimentellen Aufbaus (siehe auch Abschnitt 3.1). Hierbei stehen einzelne Bauelemente miteinander in möglichst direktem mechanischem Kontakt, um eine gute Wärmeleitung zwischen dem herunterzukühlenden Teil des Aufbaus und der aktiv gekühlten Kryotechnik herzustellen und damit den ganzen Aufbau auf die Zieltemperatur abzukühlen.

---

#### Wärmeströmung

---

Im Gegensatz zur Wärmeleitung findet der Wärmeübertrag beim Mechanismus der Wärmeströmung (auch als *Konvektion* bezeichnet) über Materialtransport statt. Dabei bewegen sich im statistischen Mittel Teilchen mit höherer innerer Energie, d. h. wärmere Teilchen, in Gebiete geringerer Energie. Wärmeströmung findet immer dann statt, wenn sich einzelne Teilchen innerhalb eines Temperaturgradienten frei bewegen können; dies ist insbesondere bei Fluiden der Fall. Sie kann auch an Grenzflächen zwischen Festkörpern und Fluiden auftreten und zu einem Wärmetransport zwischen den beiden Medien führen.

Im Versuchsaufbau ist Wärmeströmung vor allem innerhalb der Gassysteme von Bedeutung. Hierbei wird z. B. warmes Gas aus dem Zuführungssystem, das bei Zimmertemperatur in das System eingespeist wird, durch den Kontakt mit der kalten Grenzfläche des Targetsystems bzw. eine davor geschaltete Kühlvorrichtung abgekühlt (siehe auch Abschnitt 3.1.3). Daneben findet auch ein Wärmeaustausch mit der Umgebung des eigentlichen Versuchsaufbaus statt. Der Versuchsaufbau selbst befindet sich in einer Vakuumkammer, die wiederum in einem Laborraum steht; die Wände der Vakuumkammer sind somit im Kontakt mit Luft auf Zimmertemperatur. Das Restgas in der Vakuumkammer sorgt demnach über Wärmeströmung für einen Wärmeübertrag zwischen der Vakuumkammer und dem Kryoaufbau. Diese Form des Wärmetransports ist umso geringer, je weniger Restgas in der Vakuumkammer vorhanden ist, d. h. je besser das Vakuum ist. Für eine erfolgreiche Versuchsdurchführung ist daher ein Vakuumniveau von besser als  $10^{-4}$  mbar nötig, um den Einfluss von Wärmeströmung möglichst gering zu halten.

---

#### Wärmestrahlung

---

Selbst in einem perfekten Vakuum funktioniert der dritte Mechanismus des Wärmetransports, der weder von direktem Kontakt noch vom Transport von Teilchen abhängig ist: die Wärmestrahlung. Hierbei handelt es sich um den Energieübertrag in Form von elektromagnetischer Strahlung, wobei der strahlende Körper Photonen aussendet,

---

die mit der ausgehenden Fläche im thermischen Gleichgewicht stehen. Der abgestrahlte Wärmestrom  $\dot{Q}$  kann mittels des *Stefan-Boltzmann-Gesetzes* (Demtröder 2006a) beschrieben werden:

$$\dot{Q} = \frac{\partial Q}{\partial t} = \varepsilon \sigma A T^4 \quad (2.12)$$

wobei  $\varepsilon$  den Emissionsgrad des strahlenden Körpers,  $A$  dessen Fläche,  $\sigma$  die *Stefan-Boltzmann-Konstante* ( $\sigma = 5,67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ ) und  $T$  seine Temperatur. Die Strahlungsleistung skaliert damit mit der Fläche und insbesondere mit der Temperatur des strahlenden Körpers.

Für den Versuchsaufbau bedeutet das, dass selbst bei guten Vakuumbedingungen noch ein Wärmetransport von der Umgebung auf das Target stattfindet. Gleichzeitig strahlt auch das Target selbst Wärmestrahlung ab, jedoch ist diese aufgrund der kleinen Fläche und der tiefen Temperatur gegenüber der Umgebung (ca. 10 K gegenüber 293 K) vernachlässigbar. Für die aufgenommene Wärmeleistung des Targets gilt dann:

$$\dot{Q} = \varepsilon_1 \sigma A_1 (T_1^4 - T_2^4) \quad (2.13)$$

wobei Parameter mit Index 1 Eigenschaften des Targets und  $T_2$  die Temperatur der abstrahlenden Fläche, z. B. der Umgebung, bezeichnen.

Der Einfluss von Wärmestrahlung auf die Wärme des Targets und damit dessen Temperatur lässt sich somit nur durch ein Abkühlen der umgebenden Oberflächen oder durch Blockieren der Strahlung minimieren. Dies wird im Experiment über ein geeignetes Strahlungsschild und spezielle Isolationsfolie erreicht (siehe auch Abschnitt 3.1.2).

---

### 2.3.2 Phasenübergänge

---

Wird einem Stoff Wärme zugeführt, so nimmt die Gesamtenergie des Stoffes zu. Ebenso lässt sich die Gesamtenergie auch durch äußere Arbeit beeinflussen, z. B. durch eine Volumenänderung. Für ein ideales Gas lässt sich der resultierende Zustand des Systems durch die allgemeine Gasgleichung (Demtröder 2006a) beschreiben:

$$p V = R T \quad (2.14)$$

wobei  $p$  den Druck,  $V$  das Volumen und  $T$  die Temperatur des Gases bezeichnen, sowie  $R$  die allgemeine Gaskonstante. Änderungen einer Größe führen gleichzeitig zu Änderungen der übrigen thermodynamischen Größen des Systems, die wiederum den äußeren Grenzbedingungen, z. B. konstant gehaltenem Volumen, genügen müssen.

Bei Kenntnis des untersuchten Stoffes lässt sich aus den thermodynamischen Zustandsgrößen auch die Phase bzw. der Aggregatzustand ableiten und z. B. in einem Phasendiagramm (vgl. Abb. 2.6) darstellen. Man unterscheidet dabei die Aggregatzustände fest, flüssig und gasförmig; bei besonders hohen Energien kann ein System in den Plasmazustand als „vierten Aggregatzustand“ übergehen (siehe auch Abschnitt 2.1.2). Die Übergänge zwischen einzelnen Phasen werden mit *Schmelzen/Erstarren* (fest zu flüssig/flüssig zu fest), *Verdampfen/Kondensieren* (flüssig zu gasförmig/gasförmig zu flüssig) und *Sublimieren/Resublimieren* (fest zu gasförmig/gasförmig zu fest) bezeichnet. Jeder Phasenübergang ist mit einer bestimmten Energiemenge verknüpft, die dabei zugeführt bzw. abgegeben wird, z. B. Schmelzwärme oder Verdampfungsenergie. So führt eine weitere Energiezufuhr am Schmelzpunkt eines Stoffes zunächst nicht zu einer Erhöhung der Temperatur, sondern zu einer Transformation des Feststoffes in eine Flüssigkeit. Im Umkehrschluss bedeutet das, dass beim Erstarren einer Flüssigkeit Schmelzwärme frei wird. Der Punkt im Phasendiagramm, in dem alle Phasen gleichzeitig koexistieren, wird als *Tripelpunkt* bezeichnet. Als *kritischen Punkt* bezeichnet man den Grenzwert, ab dem sich beiden Aggregatzustände flüssig und gasförmig nicht mehr voneinander unterscheiden lassen; man bezeichnet den resultierenden Systemzustand als *überkritisch* und die entsprechenden Zustandsgrößen als *kritische Größen* (vgl. auch Tabelle 2.1).

Für den experimentellen Kryoaufbau hat dies zur Folge, dass eine exakte Temperaturregelung im Bereich von Phasenübergängen besonders schwierig ist, da eine Regulierung der Kühl- bzw. Heizleistung nur schwer an dieses nichtlineare Verhalten anpassbar ist.

---

## 2.4 Mechanische und thermische Effekte

---

Neben thermomechanischen Zustandsgrößen bestimmen noch weitere Effekte das Verhalten von Gasen, Flüssigkeiten und Festkörpern. Für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten kryogenen Targets und des dazugehörigen experimentellen Aufbaus sind insbesondere zwei Effekte von Bedeutung: die Oberflächenspannung einer Flüssigkeit und die Volumenänderung in Abhängigkeit der Temperatur.

---

### 2.4.1 Oberflächenspannung

---

Die Oberfläche und damit das Volumen einer Flüssigkeit wird neben den Zustandsgrößen auch von äußeren Kräften bestimmt, die als *Oberflächenspannung* oder *Grenzflächenspannung* bezeichnet werden. Die auftretenden Kräfte sind dabei so gerichtet, dass die Gesamtenergie des Systems minimiert wird. Eine Folge davon ist die Benetzung von Oberflächen durch Flüssigkeiten. Diese ist abhängig von der Oberflächenspannung der Flüssigkeit und dem Kontaktwinkel der Oberfläche, der wiederum abhängig vom Material und dessen Oberflächeneigenschaften ist, z. B. Rauheit und Temperatur. (Demtröder 2006a)

Im Versuchsaufbau spielen diese Phänomene für die Herstellung des flüssigen Zwischenzustands bei der Erzeugung von festen Wasserstofftargets im Targethalter eine Rolle. Um eine freitragende Schicht aus flüssigem Wasserstoff zu erzeugen, müssen die Grenzflächen derart gestaltet sein, dass möglichst wenig Energie für die Ausbildung der Oberfläche benötigt wird. Dies wird im Aufbau durch polierte Oberflächen und spitz zulaufende Kanten gewährleistet, an denen sich der flüssige Wasserstoff sammeln kann, ehe die gebildeten Tropfen durch einen äußeren mechanischen Impuls, z. B. die Vibration des Aufbaus, zum Bilden einer neuen Grenzschicht angeregt werden.

---

### 2.4.2 Thermische Ausdehnung

---

Nimmt ein Festkörper Wärme auf, so nimmt die Gesamtenergie des Systems und damit seiner Atome zu. Hierdurch erhöht sich die Schwingungsenergie der einzelnen Atome und damit deren Schwingungsamplitude, d. h. der Radius der Schwingung um die jeweilige Ruhelage und damit der Abstand einzelner Atome zueinander. Dies führt auf makroskopischer Ebene zu einer Ausdehnung des gesamten Festkörpers. (Demtröder 2006a)

In linearer Näherung gilt für die Längenänderung aufgrund thermischer Ausdehnung (Demtröder 2006a):

$$L(T) = L(0) \times (1 + \alpha T) \quad (2.15)$$

wobei  $T$  die Temperatur und  $\alpha$  den linearen Ausdehnungskoeffizienten bezeichnet. Der lineare Ausdehnungskoeffizient ist materialabhängig und für die meisten Materialien positiv, d. h. die Länge des Materials wird größer mit steigender Temperatur bzw. schrumpft mit sinkender Temperatur.

Für den im Rahmen des Projekts verwendeten Kryoaufbau hat dies Auswirkungen auf die Konstruktion der mechanischen Teile, da deren Größe und Passung sich abhängig von der Temperatur ändern. So ergibt sich für den Targethalteraufbau aus Kupfer (siehe auch Abschnitt 3.1.2) mit einem linearen Ausdehnungskoeffizienten von  $16,8 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  (Demtröder 2006a) eine Längenänderung von 5 % bei der Abkühlung von Raumtemperatur auf Kryotemperatur ( $293 \text{ K} - 13 \text{ K} = 280 \text{ K}$ ). Durch den Einsatz verschiedener Materialien ergeben sich unterschiedliche thermische Ausdehnungen, die im Kontakt miteinander zu mechanischem Stress führen. Aus diesem Grund musste bei der Konstruktion von miteinander verbundenen Materialien auf möglichst ähnliche Ausdehnungskoeffizienten geachtet werden, z. B. Gewindestangen aus Messing für das Verbinden von Kupferbauteilen ( $18,5 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  (Haynes 2015) zu  $16,8 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ), um Beschädigungen während des Experiments zu vermeiden.

---

## 2.5 Kryotechnik

---

Unter Kryotechnik (von griechisch „kryos“, deutsch „kalt“) versteht man Technik zur Erzeugung von sehr tiefen Temperaturen, d. h. unterhalb von etwa  $150 \text{ K}$  ( $-123^\circ \text{C}$ ) (Jousten 2013). Der *absolute Nullpunkt*, d. h. die tiefste Temperatur, die physikalisch möglich ist, liegt bei  $0 \text{ K}$  ( $-273,15^\circ \text{C}$ ). Neben der Erzeugung kryogener Temperaturen stellt auch deren Messung und Regelung eine technische Herausforderung dar. Dazu erforderliche Komponenten wie entsprechende Kühlapparaturen und Sensoren werden im folgenden Abschnitt vorgestellt. Eine ausführliche Darstellung findet sich z. B. in (Flynn 1997). Im Rahmen der vorliegenden Arbeit zugrundeliegenden Projekts wurde Kryotechnik zur Herstellung von festem Wasserstoff eingesetzt, dessen Gefrierpunkt unter  $20 \text{ K}$  ( $-253^\circ \text{C}$ ) liegt (Souers 1986).

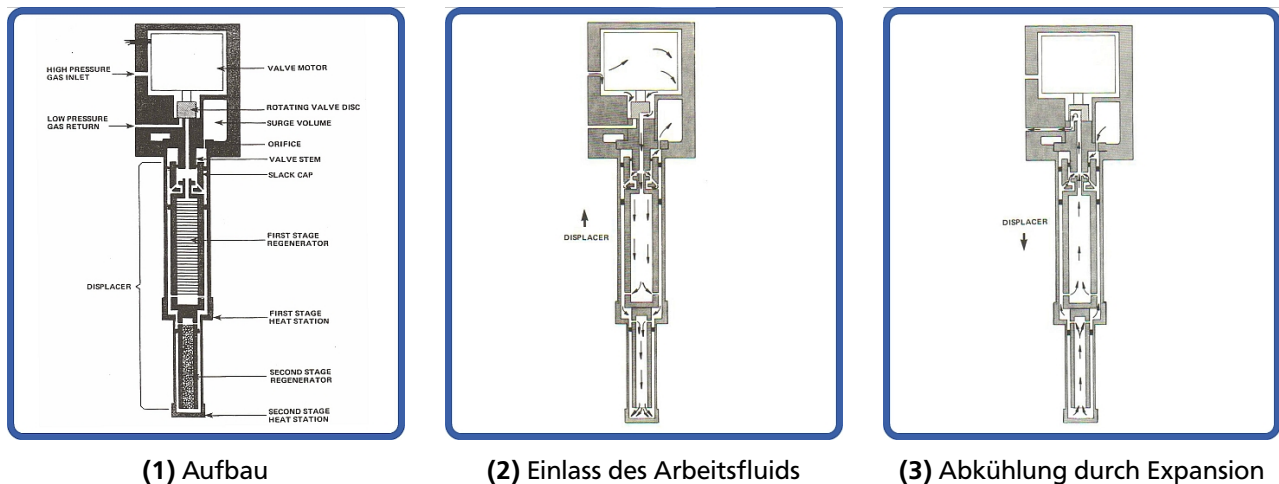
---

### 2.5.1 Kaltkopf

---

Zentraler Bestandteil der im vorgestellten Projekt verwendeten Kryotechnik ist ein sog. Kaltkopf (engl.: cold head). Hierbei handelt es sich um das Teil der Kältemaschine, das den Wärmeaustausch zwischen dem experimentellen





**Abbildung 2.8:** Schematische Darstellung des Aufbaus und Funktionsprinzips eines Gifford-McMahon (GM)-Kaltkopfes. Der Kaltkopf wird über einen externen Kompressor mit Prozessgas, üblicherweise Helium, versorgt. Die Abkühlung des Kaltkopfes beruht auf der Expansion des Prozessgases im Kaltkopf und der Wiederaufbereitung im externen Kompressor. Zu Beginn des Arbeitszyklus wird das Prozessgas an den beiden Stufen des Kaltkopfes (engl. regenerators) vorbei in ein mit einem Kolben angeschlossenes Volumen geleitet. Anschließend wird der Verdrängerkolben (engl. displacer) so bewegt, dass sich das Gasvolumen vergrößert. Hierbei wird dem Gas Wärme entzogen. Das abgekühlte Gas strömt dann durch die beiden Stufen des Kaltkopfes und kühlt diese dabei ab. Zum Schluss wird das Prozessgas aus dem System abgeleitet und der Zyklus erneut gestartet. (Advanced Research Systems 2017)

Interaktionspunkt und der Umgebung herstellt und damit das Erreichen kryogener Temperaturen ermöglicht. Im Allgemeinen wird der Kaltkopf von einem Kompressor mit einem hochverdichteten Arbeitsfluid versorgt, das im Kaltkopf entspannt, d. h. im Druck vermindert wird. Dabei wird dem Kaltkopf Wärme entzogen und dieser somit heruntergekühlt (Jousten 2013; Waele 2011). Die Kompressoren sind üblicherweise mit Standardanschlüssen versehen, sodass sie sich mit verschiedenen Kaltkopfsystemen verbinden lassen. Für die Experimente im Rahmen dieses Projekts (siehe auch Kapitel 3) wurden zwei verschiedene Kaltkopfsysteme verwendet, nämlich Gifford-McMahon (GM) und pulse tube (dt.: Pulsröhre) (PT).

## Gifford-McMahon

Der Kaltkopfaufbau nach GM (McMahon u. a. 1960) ist das am weitesten verbreitete System, das neben wissenschaftlichen Anwendungen auch industriell genutzt wird, z. B. in der Medizintechnik für Magnetresonanztomographen (Waele 2011). GM-Kaltköpfe sind mit einem externen Kompressor verbunden, in dem Helium als Arbeitsfluid mit einem Druck von 10 bar bis 30 bar komprimiert wird. Über ein Ventil wird das Gas in den Kaltkopf geleitet, der aus einem Verdränger und einem Regenerator besteht. Im Rahmen eines Vier-Takt-Prozesses wird das Ventil auf der Hochdruckseite des Kaltkopfs geöffnet, vom Kompressor unter hohem Druck einströmendes Gas eingeschlossen, entspannt und anschließend in den Kompressor zurückgeleitet. Beim Entspannen des Gases im Kaltkopf strömt das kalte Gas am Regenerator vorbei. Der Regenerator besteht aus einem porösen Material mit hoher Wärmekapazität, das sich dabei abkühlt. Durch ständige Wiederholung des Zyklus und zwischenzeitliche Aufbereitung, d. h. Verdichtung, des Arbeitsfluids Helium im Kompressor kann somit der Kaltkopf immer weiter abgekühlt werden. Der Prozesszyklus im Kaltkopf wird dabei mit einer Frequenz von 1 Hz durchlaufen, während der Kompressor üblicherweise synchron mit der Frequenz des Spannungsnetzes arbeitet, an das er angeschlossen ist; die Netzfrequenz beträgt üblicherweise 50 Hz bis 60 Hz (Europa bzw. Nordamerika). Die untere Temperaturgrenze wird dabei hauptsächlich von der Wärmekapazität des Regenerators bzw. der Anzahl der verwendeten Stufen bestimmt. (Waele 2011)

GM-Kühler zeichnen sich dabei durch eine hohe Kühlleistung, einen robusten Aufbau und eine flexible Einbaulage aus (Waele 2011). Der im Versuchsaufbau am Institut für Kernphysik (IKP) verwendete GM-Kühler vom Typ RDK-415D von Sumitomo Heavy Industries Ltd. kann eine Minimaltemperatur von 3,8 K bei einer Kühlleistung von 1,5 W erreichen (Sumitomo Heavy Industries, Ltd. 2003b). Der größte Nachteil des Systems liegt in seinem mechanischen Aufbau, bei dem der bewegliche Verdränger im Kaltkopf selbst sitzt (vgl. Abb. 2.8). Somit werden die durch die

---

Bewegung des Verdrängers verursachten Vibrationen direkt an den am Kaltkopf befestigten Versuchsaufbau übertragen. Die Vibrationen sind mit der Prozessfrequenz des Kaltkopfes von 1 Hz gekoppelt und erreichen Amplituden im Bereich von 100  $\mu\text{m}$ , wobei die Vibration entlang der Achse der Verdrängerbewegung am größten ist.

---

#### Pulsröhrenkühler

---

Der PT-Kühler (Mikulin u. a. 1984; Waele 2011) setzt wie der GM-Kühler auf das Prinzip der Entspannung eines hoch komprimierten Arbeitsfluids in einem Arbeitskolben. Im Gegensatz zum GM-Kühler befindet sich in der Pulsröhre allerdings kein mechanischer Verdränger, sondern die Gasbewegung kommt allein durch den Druckunterschied innerhalb der Röhre zustande. Dieses Prinzip beruht zum einen auf dem Wärmetransport der Röhrenwand, die dadurch einen Temperaturgradienten entlang des Radius der Röhre bedingt, und zum anderen auf dem Druckunterschied zu einem Pufferbehälter, das durch ein sehr kleines Ventil mit der Pulsröhre verbunden ist. Der Prozesszyklus hat damit im Gegensatz zum GM-System keine eigene Taktfrequenz, sondern läuft synchron zum Verdichtungszyklus des externen Kompressors, der wie beim GM-Kühler üblicherweise 50 Hz bis 60 Hz beträgt.

Gegenüber GM-Kühlern besitzen PT-Kühler den Vorteil, dass sie ohne bewegliche Teile im Inneren des Kaltkopfes auskommen; sie sind dadurch nahezu vibrationsfrei (ausgenommen über die Anschlüsse übertragene Vibrationen). Nachteilig ist die geringere Kühlleistung bei gleichzeitig höheren Kosten. Einstufige PT-Kühler erreichen eine Minimaltemperatur von etwa 10 K. Durch mehrstufige Aufbauten, d. h. die Reihenschaltung mehrerer Pulsröhren, lässt sich die Minimaltemperatur bis nahe des  $\lambda$ -Punktes des verwendeten Arbeitsfluids senken. (Waele 2011)

---

#### 2.5.2 Thermometrie

---

Die Erzeugung tiefer Temperaturen stellt gleichzeitig hohe Anforderungen an die genaue Messung der Temperatur, die sog. „Thermometrie“. Für die Bestimmung kryogener Temperaturen sind aus dem Alltag geläufige Thermometer, wie z. B. Quecksilberthermometer oder Thermoelemente, nicht geeignet, da diese aufgrund ihrer physikalischen Eigenschaften einen zu geringen Messbereich aufweisen und Temperaturen unterhalb von etwa 200 K ( $-73^\circ\text{C}$ ) nicht erfassen können. Daher muss man sich spezieller Messtechniken und Materialien bedienen, die für Temperaturen bis hinunter zu wenigen mK angepasst sind. (Flynn 1997)

Der folgende Abschnitt gibt eine kurze Einführung in verschiedene Thermometrietechniken, die im Experiment getestet und verwendet worden sind. Dazu zählen sowohl komplexe kommerzielle Sensoren als auch eine Eigenentwicklung auf der Basis von günstigen Platinsensoren (siehe auch Abschnitt 3.1.4). Eine ausführliche Beschreibung findet sich z. B. in (Flynn 1997).

---

#### Temperaturkoeffizient

---

Zur Bestimmung der Temperatur mittels eines Messinstruments sind grundsätzlich alle Eigenschaften geeignet, die ein temperaturabhängiges Verhalten zeigen. Dazu gehören unter anderem elektrischer Widerstand, Kapazität, elektromotorische Kräfte sowie Längen- bzw. Volumenänderung. Eine häufig genutzte Messgröße ist der elektrische Widerstand eines entsprechenden Sensors. Die Abhängigkeit des Widerstands  $R$  von einer Temperaturänderung  $dT$  kann in einem einfachen Modell wie folgt beschrieben werden (Demtröder 2006a):

$$\frac{dR}{R} = \alpha dT \quad (2.16)$$

wobei  $\alpha$  den Temperaturkoeffizienten bezeichnet. Dieser beschreibt die Änderung der Kenngröße, in obigem Beispiel den Widerstand  $R$ , in Abhängigkeit einer Temperaturänderung und ist im Allgemeinen materialabhängig. Je nach Vorzeichen des Temperaturkoeffizienten unterscheidet man negative temperature coefficient (dt.: negativer Temperaturkoeffizient) (NTC) und positive temperature coefficient (dt.: positiver Temperaturkoeffizient) (PTC). Neben der Abhängigkeit vom Sensormaterial ist der Temperaturkoeffizient auch abhängig vom betrachteten Temperaturbereich und häufig nichtlinear; dies gilt insbesondere, wenn innerhalb des betrachteten Temperaturbereichs ein Phasenübergang des Materials stattfindet. Gleichung (2.16) muss für diesen Fall um weitere Entwicklungsterme erweitert werden. Ideale Temperatursensoren weisen über einen weiten Temperaturbereich einen möglichst linearen oder konstanten Temperaturkoeffizienten für die benutzte Messgröße auf.



In den im Rahmen des Projekts verwendeten Versuchsaufbauten wurden zwei Arten von Temperatursensoren verwendet, nämlich Platin- und *Cernox*-Sensoren. Diese unterscheiden sich unter anderem in ihrem Messbereich, der Genauigkeit, der kommerziellen Verfügbarkeit sowie den damit verbundenen Kosten.

### Platin-Sensoren

Temperatursensoren aus dem Edelmetall Platin werden in der Wissenschaft, vor allem aber in der Industrie, über einen weiten Temperaturbereich als Messinstrument eingesetzt. Der temperaturabhängige Widerstand von Platin ist in der Norm *DIN EN 60751* (DIN EN 60751:2009-05 2009) über einen Temperaturbereich von  $-200\text{ }^{\circ}\text{C}$  bis  $850\text{ }^{\circ}\text{C}$  spezifiziert. Für den temperaturabhängigen Widerstand  $R(T)$  von Platin im Messbereich von  $-200\text{ }^{\circ}\text{C}$  bis  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  gilt (DIN EN 60751:2009-05 2009):

$$R(t) = R(0^{\circ}\text{C}) \left( 1 + AT + BT^2 + C(T - 100^{\circ}\text{C})T^3 \right) \quad (2.17)$$

wobei  $R(0^{\circ}\text{C})$  den Widerstand bei  $0^{\circ}\text{C}$  und  $T$  die Temperatur in  $^{\circ}\text{C}$  bezeichnet und  $A$ ,  $B$  sowie  $C$  empirisch ermittelte Konstanten darstellen. Platinsensoren können damit auch über den Widerstandswert  $R(0)$  charakterisiert und entsprechend bezeichnet werden:  $\text{Pt}x$ , wobei  $x$  den Widerstandswert in  $\Omega$  bezeichnet; gängige Größen sind  $\text{Pt}100$ ,  $\text{Pt}500$  und  $\text{Pt}1000$ . Der Vorteil dieses Sensortyps liegt neben der breiten Verfügbarkeit in der einfachen Austauschbarkeit, da zwei Sensoren gleicher Art (und gleicher Güteklasse), z. B. zwei  $\text{Pt}100$ , im Rahmen der angegebenen Genauigkeit über den gleichen temperaturabhängigen Widerstandsverlauf verfügen. Allerdings sind gängige Platinsensoren nicht optimal für den extremen Tieftemperaturbereich von  $0\text{ K}$  bis  $50\text{ K}$ , der für die Herstellung von kryogenen Wasserstofftargets erforderlich ist (vgl. Abschnitt 2.2), geeignet, da die Widerstandsänderungen in diesem Bereich sehr klein sind und hierfür keine allgemein gültigen Temperaturkoeffizienten vorliegen. Daher müssen  $\text{Pt}100$ -Sensoren für diesen Messbereich gesondert kalibriert oder deren Widerstandsverlauf aus bekannten Kalibrierkurven entsprechend fehlerbehaftet extrapoliert werden.

Im Rahmen der Bachelor-Arbeit „Charakterisierung des thermischen Verhaltens eines Aufbaus zur Herstellung kryogener Targets“ (Hesse 2014) von Herrn Markus Hesse wurden Platin-Temperatursensoren als Beitrag zu dem in dieser Arbeit behandelten Projekt angefertigt. Diese Temperatursensoren wurden speziell an die Bedingungen des Versuchsaufbaus angepasst und individuell kalibriert (siehe auch Abschnitt 3.1.4).

### Cernox-Sensoren

Neben den zuvor beschriebenen Platin-Temperatursensoren gibt es noch eine Reihe weiterer verschiedener Sensortypen, die auf unterschiedliche Temperatur- und Einsatzbereiche optimiert sind. Zu den besonders auf Kry oanwendungen spezialisierten Sensoren gehören *Cernox*-Temperatursensoren des Herstellers *Lake Shore* (Lake Shore Cryotronics, Inc. 2004). Die temperaturempfindliche Schicht des Sensors besteht aus elektrisch leitfähigem Zirkoniumnitrid, das in elektrisch isolierendes Zirkoniumoxid eingebettet ist (Courts u. a. 2003). Das Verhältnis von Zirkoniumnitrid zu Zirkoniumoxid bestimmt die thermischen Eigenschaften und damit den nutzbaren Temperaturbereich von bis zu  $0,3\text{ K}$  bis  $420\text{ K}$ , die Messgröße ist wie bei den Platin-Temperatursensoren die temperaturabhängige Änderung des elektrischen Widerstands.

Die *Cernox*-Sensoren zeichnen sich durch eine geringe Größe und unterschiedliche verfügbare Gehäuseformen aus, die entsprechend des geplanten Einbauortes ausgewählt werden können. Darüber hinaus sind sie unempfindlich gegenüber ionisierender Strahlung und statischen Magnetfeldern (Lake Shore Cryotronics, Inc. 2017). Im Gegensatz zu Platin-Temperatursensoren besitzen die *Cernox*-Sensoren einen NTC und müssen individuell kalibriert werden, um im spezifizierten Temperaturbereich genaue Ergebnisse liefern zu können. Abbildung 3.12 zeigt die im Experiment verwendete Bauform sowie den temperaturabhängigen Widerstand verschiedener *Cernox*-Modelle.

---

## 2.5.3 Regelkreise

---

Wie der vorherige Abschnitt 2.5.2 gezeigt hat, ist die Messung von tiefen Temperaturen nicht-trivial und stellt eine große Herausforderung in der Kryotechnik dar. Doch das Messen der Temperatur alleine ist unzureichend, um z. B. die Phase von Wasserstoff bei tiefen Temperaturen genau einstellen zu können. Wie Abb. 2.6 zeigt, ist hierzu

---

die genaue Kontrolle von Temperatur und Druck des zu modifizierenden Wasserstoffs notwendig. Dies erfordert die Verwendung eines entsprechenden Regelsystems, das diese Parameter möglichst genau einstellen kann. Um dies zu erreichen, verwendet man sog. Regelkreise, d. h. Regelungen, die ständig den aktuellen Ist-Wert mit dem gewünschten Soll-Wert vergleichen und durch Anpassung der Regelgrößen eine möglichst exakte Erreichung und Einhaltung des Soll-Werts gewährleisten sollen.

Da das Gebiet der Mess- und Regelungstechnik ein eigenes Fachgebiet darstellt und eine Abhandlung darüber den Rahmen dieser Arbeit bei weitem übersteigen würde, beschränkt sich der folgende Abschnitt auf die Vorstellung des Grundkonzeptes der im Experiment eingesetzten PID-Regelung.

---

## 2.5.4 PID-Regelung

---

Eine proportional integral derivative (dt.: proportional, integral, ableitend) (PID)-Regelung bezeichnet einen geschlossenen Regelkreis, der drei variable Parameter besitzt: Proportionalglied ( $P$ ), Differentialglied ( $D$ ) und Integralglied ( $I$ ). Ein proportional integral derivative (dt.: proportional, integral, ableitend) (PID)-basierter Regelkreis berechnet kontinuierlich die Abweichung des aktuellen Ist-Wertes vom gewünschten Soll-Wert einer Prozessvariable und steuert der Abweichung mittels Anpassung des Regelparameters, z. B. der Heizleistung, entgegen. Die Funktionsweise dieser drei Parameter lassen sich am Beispiel der PID-basierten Temperaturregelung des im Experiment verwendeten Temperaturcontrollers vom Typ 336 des Herstellers *Lake Shore* (Lake Shore Cryotronics, Inc. 2012) erklären. Abbildung 2.9 zeigt schematisch den Einfluss der unterschiedlichen Regelgrößen.

Der Temperaturcontroller verfügt über Anschlüsse für vier Temperatursensoren sowie ein regelbares Netzteil, über das Heizkapseln betrieben werden können (siehe auch Abschnitt 3.1.4]). Mittels des Temperaturcontrollers soll die Temperatur des Kryoaufbaus geregelt werden, der gleichzeitig vom Kryosystem mit temperaturabhängiger Leistung gekühlt wird. Es wird ein Soll-Wert für die Prozessvariable Temperatur  $T$  vorgegeben, die der Temperaturcontroller durch Variation der Heizleistung  $L$  zu regeln versucht. Dabei gilt (Lake Shore Cryotronics, Inc. 2012):

$$L = P \left[ e + I \int (e) dt + D \frac{de}{dt} \right] \quad (2.18)$$

wobei  $e$  die Abweichung des ausgelesenen Ist-Werts vom eingestellten Soll-Wert bezeichnet. Das Proportionalglied  $P$  stellt dabei einen linearen Verstärkungsfaktor für die Abweichung  $e$  dar, während das Integralglied  $I$  die über ein Zeitintervall  $dt$  aufsummierte Abweichung  $e$  und das Differentialglied  $D$  die Rate, d. h. die Änderung der Abweichung  $e$  über das Zeitintervall  $dt$ , beschreibt.  $D$  und  $I$  sind als zeitabhängige Größen direkt mit einer möglichen Prozessfrequenz, mit der sich der Kontrollparameter verändert, gekoppelt. Am Beispiel des Kryoaufbaus ist dies in erster Linie die Prozessfrequenz des Kaltkopfes von 1 Hz (siehe auch Abschnitt 2.5.1). In einem nichtlinearen System wie dem Kryoaufbau, bei dem die Kühlleistung des Kaltkopfes Temperatur- und Last-abhängig ist, ist es sinnvoll die PID-Parameter für einzelne Prozesssequenzen, d. h. Temperaturbereiche, zu definieren.

Die Definition geeigneter Regelparameter ist extrem abhängig vom zu steuernden System und damit in der Praxis nur mittels „trial and error“ durchzuführen. Hilfreich ist hierbei eine genaue Kenntnis der dem System zu Grunde liegenden Dynamik, die sich z. B. mittels Simulation (siehe auch Abschnitt 2.6.3) im Vorfeld eingrenzen lässt.

---

## 2.6 Diagnostik

---

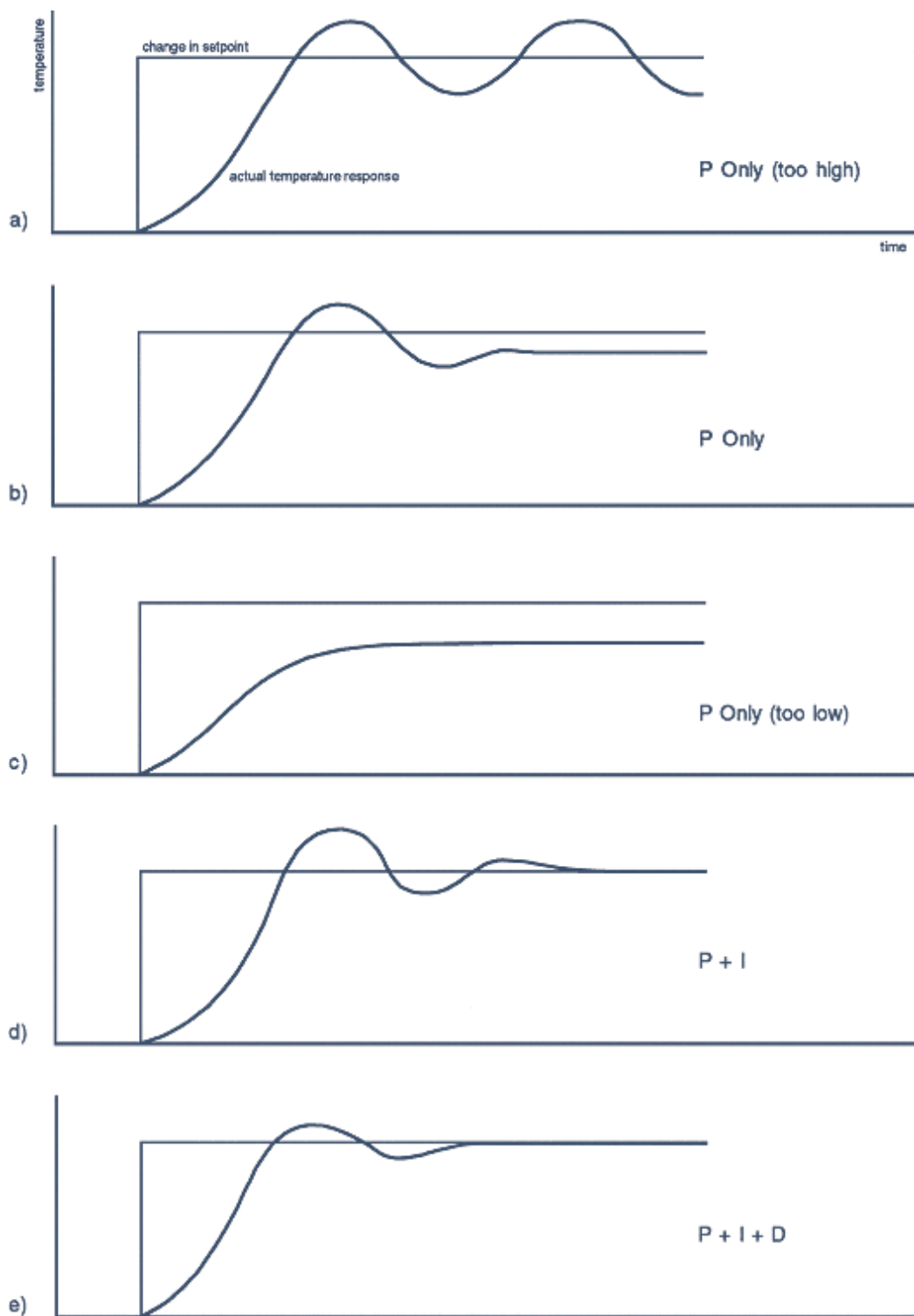
Der folgende Abschnitt stellt verschiedene der im Rahmen des Projekts verwendeten Diagnostiken vor. Er ist nach deren Einsatzgebiet unterteilt in Diagnostiken zur Charakterisierung des eingesetzten Targets und solchen zur Bestimmung des aus der Laser-Materie-Wechselwirkung resultierenden Ionenstrahls.

---

### 2.6.1 Gasdiagnostik

---

Für die Herstellung von kryogenen Targets spielen das Ausgangsmaterial, d. h. das Targetgas, und dessen Bedingungen eine entscheidende Rolle. Die Überwachung des Gasflusses und des sich in einem bestimmten Volumen einstellenden Drucks, insbesondere der Druck innerhalb des Zuchtgefäßes (vgl. Abschnitt 3.1.3), erfordern daher genaue Diagnostiken, deren Funktion im Folgenden kurz erläutert wird. Die Beschreibung ist dabei an die Ausführungen in (Demtröder 2006a; Jousten 2013) angelehnt.



**Abbildung 2.9:** Funktionsweise einer proportional integral derivative (dt.: proportional, integral, ableitend) (PID)-Regelung (siehe auch Abschnitt 2.5.4). Die Regelung allein über das Proportionalglied  $P$  führt bei komplexen Systemen nicht zum Erreichen des Soll-Werts, die Regelung produziert ein Überschwingen (a)  $P$  zu hoch) oder bleibt unter dem Sollwert (c)  $P$  zu klein). d) Durch Hinzunahme des Integralglieds  $I$  als Regelparameter kann der Fehler minimiert werden, das System kann nach einer Einschwingphase den Soll-Wert erreichen. e) Die Amplitude der Einschwingphase kann durch Hinzunahme und Optimierung des Differentialglieds  $D$  minimiert werden. (Lake Shore Cryotronics, Inc. 2012)

---

## 2.6.2 Drucksensoren

---

Ein wesentlicher Parameter jedes Experiments, das sich mit der Dynamik von Fluiden wie z. B. Gasen beschäftigt, ist der Druck des Fluids. Dies gilt sowohl für das Arbeitsfluid als auch für die Umgebungsbedingungen, unter denen das Experiment durchgeführt wird, z. B. bei Normalbedingungen oder unter Vakuum. Je nach Druckbereich kommen hierbei unterschiedliche Messverfahren zum Einsatz (Demtröder 2006a).

---

### Normal- und Hochdruck

---

Für aus dem Alltag bekannte Druckmessungen im Bereich des Atmosphärendrucks und darüber, d. h. 0,01 bar bis 100 bar und mehr, wird der Druck üblicherweise als Druckunterschied zwischen einem abgeschlossenen Referenzvolumen und dem zu messenden Volumen bestimmt. Hierzu verwendet man als Abgrenzung Membranen, die sich aufgrund der Druckdifferenz verformen. Diese Verformung lässt sich entweder analog über einen mittels Feder mechanisch verbundenen Zeiger oder elektrisch, z. B. über die Widerstands- oder Kapazitätsänderung einer mit der Membran verbundenen Schaltung, messen und nach Kalibrierung in einen entsprechenden Druckwert umrechnen. Für den Druck  $p$  gilt dabei (Demtröder 2006a):

$$p = \frac{F}{A} \quad (2.19)$$

wobei  $A$  die Fläche und  $F$  die auf die Fläche wirkende Kraft bezeichnet.

---

### Niederdruck

---

Bei sehr niedrigen Drücken reicht die Empfindlichkeit von mechanischen Drucksensoren nicht aus, um die benötigte Genauigkeit zu erreichen, insbesondere im Hochvakuumbereich von  $1 \times 10^{-3}$  mbar und darunter. Stattdessen verwendet man für die Messung dieser Druckbereiche indirekte Messverfahren, die auf der Wärmeleitfähigkeit bzw. der Ionisation des zu messenden Restgases beruhen.

#### Pirani-Prinzip

Messröhren nach dem *Pirani-Prinzip* (Ellett u. a. 1931), benannt nach dessen Erfinder *Marcello Pirani*, nutzen die temperaturabhängige Wärmeleitfähigkeit von Gasen zur Bestimmung des Drucks. Hierzu wird ein dünner Messdraht in einem Kolben in das zu messende Medium, z. B. das Restgas in einer Vakuumkammer, eingesetzt. Der Messdraht ist über eine Widerstandsbrücke mit einer Regelung verbunden, die die Temperatur und damit den Widerstand des Messdrahts konstant hält. Die dazu benötigte Spannung ist indirekt proportional zum Wärmeverlust des Heizdrahtes, d. h. sie sinkt mit sinkendem Druck, da die Wärmeverluste durch Wärmetransport abnehmen (vgl. Abschnitt 2.3.1). Über die Messung der Spannung ist somit eine Bestimmung des den Heizdraht umgebenden Drucks möglich.

#### Kathoden-Ionisation

Für die Messung des Hoch- und Ultrahochvakuumbereichs von  $10^{-3}$  mbar bis  $10^{-12}$  mbar werden häufig sog. *Penning-Röhren* (Penning 1937) eingesetzt, die auf dem Prinzip der druckabhängigen Ionisation beruhen. Hierbei wird eine Anoden-Kathoden-Kombination als Messinstrument benutzt, an die eine Gleichspannung im kg V-Bereich angelegt wird. Restgasionen werden dabei von im elektrischen Feld zwischen Kathode und Anode beschleunigten Elektronen durch Stoßionisation ionisiert. Der sich dabei ausbildende Entladungsstrom ist abhängig von der Anzahl der Restgasionen, damit wiederum vom Druck im Messvolumen, und kann in den Umgebungsgasdruck umgerechnet werden. (Demtröder 2006a; Jousten 2013)

---

### Massendurchflussregler

---

Um die Masse  $m$  eines Fluids, das in ein bestimmtes Volumen  $V$  strömen soll, zu regeln, benutzt man Durchflussregler. Dies kann im einfachsten Fall ein manuell gesteuertes Ventil sein, bei dem der Durchfluss über die Größe der Ventilöffnung geregelt wird. Dabei muss man jedoch voraussetzen, dass die Strömung allein vom Ventildurchlass abhängt,

---

und nicht von äußeren Parametern, z. B. einer Druckdifferenz zwischen Ein- und Ausgang des Ventils, abhängt. Genauer ist dagegen die Einstellung des Durchflusses durch einen Regelkreis, der den aktuellen Volumenstrom misst, mit einem einstellbaren Soll-Wert vergleicht und gleichzeitig einen Regelparameter verändern kann, um die Flussrate zu kontrollieren.

Ein häufig eingesetztes Verfahren ist dabei die kalorimetrische Massendurchflussmessung (Jousten 2013). Die Funktionsweise ähnelt dabei dem Pirani-Prinzip (vgl. Abschnitt 2.6.2): das Fluid strömt an zwei Sonden vorbei, einer Heizsonde und einer Temperatursonde. Durch das vorbei strömende Fluid kommt es zu Wärmetransport und damit zu Wärmeverlusten an der Heizsonde. Gibt man nun eine feste Temperaturdifferenz  $\delta T$  zwischen den beiden Sonden vor und regelt diese entsprechend des Fluidstromes  $\dot{m}$  nach, so ist die Heizleistung proportional zur Dichte  $\rho$  und damit zur Masse des vorbei strömenden Fluids:

$$\dot{m} = \frac{dm}{dt} = \rho \cdot \dot{V} \sim \Delta T \sim P_{\text{Heiz}} \quad (2.20)$$

Bei Kenntnis des Fluids und seiner physikalischen Eigenschaften kann man die Messgröße  $P_{\text{Heiz}}$  als Regelgröße für ein Ventil verwenden, dass den tatsächlichen Volumenstrom an den Sollwert anpassen kann.

---

### 2.6.3 Simulation

---

Um die Konzeption des Versuchsaufbaus besser planen und einzelne physikalische Aspekte genauer analysieren zu können, wurden im Rahmen des Projekts zwei Softwarewerkzeuge eingesetzt: *COMSOL Multiphysics* (COMSOL Multiphysics GmbH 2017) und *Mathematica* (Wolfram Research, Inc. 2017).

#### COMSOL Multiphysics

*COMSOL Multiphysics* des Herstellers *COMSOL AB* ist eine Simulationssoftware, die als Differentialgleichung beschreibbare Problemstellungen berechnen und darstellen kann. Die Software greift dabei auf die Finite-Elemente-Methode (FEM) zurück, bei der das zu berechnende Objekt in beliebig viele kleinere Teilobjekte zerlegt wird, für die lokale Lösungen berechnet werden können. Die einzelnen lokalen Lösungen werden anschließend mit den benachbarten Teilobjekten über Anschluss- und Stetigkeitsbedingungen zu einer Gesamtlösungsmenge verknüpft. Somit ist es z. B. möglich den Temperaturgradienten entlang eines Objekts in Abhängigkeit verschiedener Wärmequellen bzw. -senken zu berechnen und als dreidimensionales Modell darzustellen. Abbildung 3.7 zeigt ein Beispiel für die Berechnung der zeitabhängigen Abkühlung eines Hitzeschilds mittels *COMSOL Multiphysics*. (Tebartz 2011)

#### Mathematica

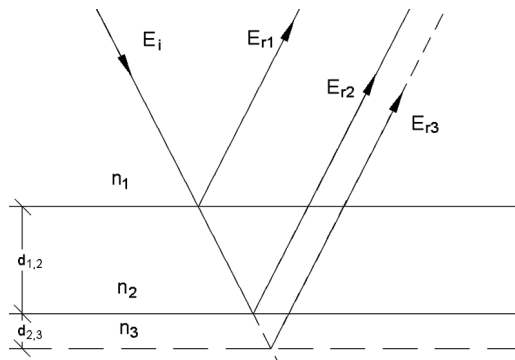
*Mathematica* des Herstellers *Wolfram Research* ist ein Computeralgebrasystem mit zusätzlichen numerischen Lösungsmöglichkeiten sowie Datenverarbeitungs- und Darstellungsfähigkeiten. Mittels *Mathematica* lassen sich analog zu *COMSOL Multiphysics* Differentialgleichungen lösen, aber auch Zusammenhänge mit bekannten Lösungen, z. B. empirische Formeln, berechnen und darstellen. Dies ermöglicht die schnelle Berechnung einzelner Parameter, beispielsweise die Umrechnung von verschiedenen Prozessvariablen in den zu erwartenden Zielwert. Im Rahmen des Projekts wurde Mathematica insbesondere zur Berechnung des Phasenzustands des gefrorenen Wasserstoffs sowie der dafür notwendigen Parameter Druck und Temperatur benutzt. Das Notebook mit dem Quellcode dieser Berechnungen ist in Anhang A abgedruckt.

---

### 2.6.4 Targetdiagnostik

---

Wie Abschnitt 2.1.3 bereits gezeigt hat, ist für die erfolgreiche Beschleunigung von Teilchen mittels Lasern nicht nur das Lasersystem, sondern auch das Target und dessen Beschaffenheit von entscheidender Bedeutung. Der folgende Abschnitt gibt daher einen Überblick über einige Methoden, mit denen die im Rahmen des Projekts verwendeten Targets untersucht und charakterisiert wurden.



**Abbildung 2.10:** Funktionsprinzip der interferometrischen Dickenbestimmung. Der von einer Lichtquelle ausgesandte Strahl  $E_i$  trifft auf das zu vermessende, für die Lichtquelle transparente Objekt. An jeder Grenzfläche, d. h. jedem Übergang zwischen Materialien mit unterschiedlichen Brechungsindizes  $n$ , wird das einfallende Licht reflektiert. Der Unterschied der optischen Weglänge ergibt sich dabei aus der Wegstrecke im Medium und dessen Brechungsindex. Durch Überlagerung des Ausgangssignals mit den reflektierten Signalen kann anschließend bei Kenntnis der Brechungsindizes die Dicke des vermessenen Objekts bestimmt werden (siehe auch Abschnitt 2.6.4). (Precitec Optronik GmbH 2017)

---

## Interferometrie

---

Die Messmethode *Interferometrie* basiert auf dem physikalischen Phänomen der Interferenz (Demtröder 2006b). Unter Interferenz versteht man die Änderung der resultierenden Amplitude bei der Überlagerung von zwei oder mehr Wellen. Hierbei unterscheidet man konstruktive und destruktive Interferenz: Bei der konstruktiven Interferenz überlagern sich jeweils gleichartige Wellenteile, d. h. Wellenberge mit Wellenbergen bzw. Wellentäler mit Wellentälern, sodass die sich aus der Summation ergebende Amplitude größer ist als die Amplituden der einzelnen Anteile. Das Gegenteil ist bei der destruktiven Interferenz der Fall, bei der sich ungleichartige Wellenteile überlagern, d. h. Wellenberge mit Wellentälern, sodass die sich aus der Summation ergebende Amplitude kleiner ist als die Amplituden der einzelnen Anteile und sich im Extremfall die Wellen sogar vollständig auslöschen.

In der Messtechnik wendet man dieses Verfahren an, indem man das Messobjekt einer oder mehrerer Wellen (z. B. Licht-, Schall-, oder Materiewellen) aussetzt und die vom Objekt reflektierte bzw. transmittierte Welle mit einer ungestörten Welle aus derselben Quelle, der sog. *Referenz*, überlagert (siehe auch Abb. 2.10). Die resultierende Interferenz ist abhängig von den Eigenschaften des Objekts, wie etwa Material, Größe, Dichte oder Brechungsindex.

Im Rahmen des Projekts wurde mit der *Weißlichtinterferometrie* eine spezielle Form der Interferometrie eingesetzt. Namensgebend ist hierbei eine Lichtquelle als Wellenquelle, die „weißes“ Licht ausstrahlt, d. h. dass die Quelle im Idealfall Lichtwellen des gesamten sichtbaren Spektrums (ca. 400 nm bis 750 nm) kontinuierlich und mit gleicher Intensität aussendet.

---

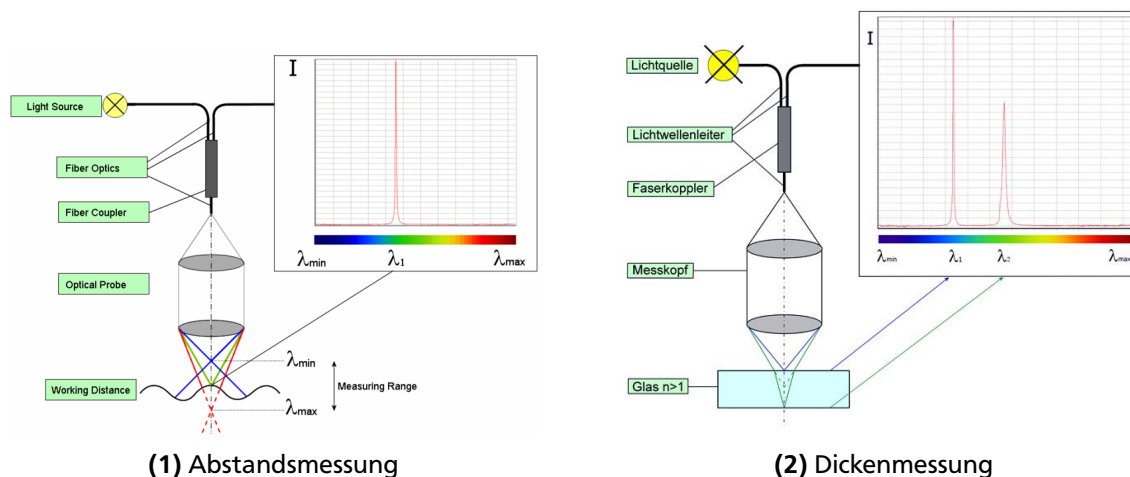
## Chromatisch-konfokale Mikroskopie

---

Bei der *chromatisch-konfokalen Mikroskopie* handelt es sich wie bei der Weißlichtinterferometrie um eine optische Methode, die zur Bestimmung von Abständen und Dicken geeignet ist. Sie basiert auf der Kombination von *konfokaler Mikroskopie* und *chromatischer Aberration* (Demtröder 2006b; Precitec Optronik GmbH 2017).

Bei der konfokalen Mikroskopie wird im Gegensatz zur klassischen Lichtmikroskopie kein vollständiges Bild des Objekts erfasst, sondern nur das Licht, das von einer bestimmten Ebene des Objekts reflektiert wird. Hierzu wird im Strahlengang des Mikroskops eine Lochblende eingebracht, die nur das Licht aus der eingestellten Fokalebene passieren lässt, während von anderen Ebenen reflektiertes Licht blockiert wird. Um ein vollständiges Bild des Objekts zu erhalten, müssen die einzelnen Ebenen des Objekts entsprechend der Trennschärfe bzw. Auflösung des Mikroskops einzeln aufgenommen, d. h. abgerastert werden und anschließend das Bild zusammengesetzt werden. Unter *chromatischer Aberration* (Demtröder 2006b) versteht man einen Linsenfehler, durch den verschiedene Wellenlängen einer einzelnen Lichtquelle in unterschiedliche Fokalebenen abgebildet werden. Die Ursache hierfür ist die Dispersion des Brechungsindex des verwendeten Linsenmaterials, d. h. der Brechungsindex ist eine Funktion





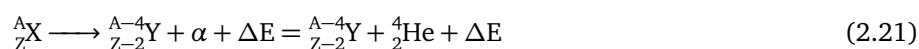
**Abbildung 2.12:** Funktionsprinzip der chromatisch-konfokalen Targetcharakterisierung. Das weiße Licht einer an den Sensor angeschlossenen Lichtquelle wird durch ein Linsensystem mit hoher chromatischer Aberration räumlich derart getrennt, dass der Fokus jeder einzelnen Wellenlänge einen unterschiedlichen Abstand zum Sensor aufweist. Befindet sich eine reflektierende Oberfläche im Messbereich des Sensors, so wird in erster Linie die Wellenlänge in den Sensor zurückreflektiert, deren Fokus mit der Oberfläche des Objekts zusammenfällt. Durch Auswertung des reflektierten Lichtsignals mit einem Spektrometer und vorheriger Kalibrierung kann der zugehörige Abstandswert ermittelt werden. Ist das zu vermessende Objekt hinreichend transparent, können mehrere Intensitätsmaxima gemessen werden, die den unterschiedlichen Grenzflächen des Messobjekts zugeordnet werden können. Aus der Differenz der Maxima lässt sich die Dicke des vermessenen Objekts bestimmen. (Precitec Optronik GmbH 2017)

der Wellenlänge und somit wird Licht verschiedener Wellenlängen nicht in denselben Punkt fokussiert (siehe auch Abb. 2.12). Da es sich hierbei im Allgemeinen um einen unerwünschten Effekt handelt, der die Bildqualität einer Abbildung vermindert, behilft man sich mit der Kombination verschiedener, für einzelne Wellenlängenbereich optimierter Linsen, sog. *Apochromaten* (siehe auch Abschnitt 3.2.3).

Die Kombination aus konfokaler Mikroskopie, chromatischer Aberration und einer Weißlichtquelle ermöglicht es wiederum mittels einer einzigen konfokalen Messung einen Abstandswert oder die Dicke einer transparenten Probe zu bestimmen. Hierzu wertet man das von der Probe reflektierte Licht mittels eines Spektrometers aus, das eine Zuordnung von Farbwert zu Intensität ermöglicht. Die Verwendung einer geeigneten Optik mit großem Farblängsfehler, d. h. mit der Eigenschaft, dass die Fokalebene der einzelnen Wellenlängen einen messbaren Abstand zueinander entlang der Achse Messgerät–Probe haben, ermöglicht über das konfokale Prinzip die Zuordnung von Farbintensität zu Messabstand. Ist die Probe hinreichend transparent und der Brechungsindex deutlich verschieden zur Messumgebung, so ist mittels dieser Methode auch die Messung des Abstandes verschiedener Grenzflächen und somit der Dicke der Probe in einer einzigen Messung möglich (Precitec Optronik GmbH 2017). Eine Skizze des Messprinzips ist in Abb. 2.12 dargestellt. Dieses Messprinzip bietet sich aufgrund der Echtzeitmessung insbesondere für die Charakterisierung von dynamischen Prozessen an, bei denen die Beschaffenheit der Probe, z. B. die Dicke, mit der Zeit variiert.

## α-Teilchen

Neben den zuvor beschriebenen optischen Methoden existieren noch weitere Möglichkeiten der Targetcharakterisierung, z. B. mittels der Wechselwirkung mit Materie. Hierzu zählt die kernphysikalische Methode der α-Teilchen-Spektroskopie (Demtröder 2005b; Knoll 2010; Mayer-Kuckuk 2002). α-Teilchen sind das Produkt eines radioaktiven Zerfalls, des sog. α-Zerfalls (Stöcker 2005):



wobei X das Mutternuklid, Y das Tochternuklid, Z die Massenzahl, A die Ordnungszahl, α das α-Teilchen und ΔE die beim Zerfall freiwerdende Energie bezeichnet. α-Teilchen bestehen somit aus einem zweifach ionisiertem Helium-4-Kern ( ${}^4_2\text{He}^{2+}$ ) und stellen Teilchenstrahlung dar, wobei ein einzelnes α-Teilchen eine Energie von ca. 5 MeV aufweist (Stöcker 2005).



Da der  $\alpha$ -Zerfall einen häufig vorkommenden radioaktiven Zerfallsmechanismus darstellt, bietet er eine einfache Möglichkeit zur Erzeugung einer energetischen Teilchenquelle. Die definierte Anfangsenergie der Teilchen lässt sich wiederum für die Vermessung von Materialproben verwenden. Hierzu beschießt man die Materialprobe mit den  $\alpha$ -Teilchen und misst anschließend die Energie der Teilchen, die die Probe durchdrungen haben. Mithilfe der *Bethe-Formel* lässt sich ein Zusammenhang aus dem Energieverlust  $dE$  pro Weglänge  $dx$  der  $\alpha$ -Teilchen und der Beschaffenheit der Materialprobe herstellen (Knoll 2010):

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \left( \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0} \right)^2 \cdot \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.22)$$

mit  $\beta = v/c$ , wobei  $v$  die momentane Geschwindigkeit des Teilchens,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $E$  die Energie des Teilchens,  $x$  die Weglänge,  $z$  die Ladungszahl des Teilchens,  $\epsilon_0$  die elektrische Feldkonstante,  $e$  die Elementarladung,  $n$  die Elektronendichte des Materials,  $m_e$  die Ruhemasse des Elektrons und  $I$  das mittlere Anregungspotential des Materials bezeichnen. Ist die Art des Materials und damit dessen Elektronendichte bekannt, lässt sich über die Energieverlustmessung die Dicke der Materialprobe bestimmen. Diese Methode ist damit unabhängig von Materialeigenschaften wie Opazität und gerade für sehr dünne Materialien geeignet, solange das Auflösungsvermögen des Detektors ausreichend hoch ist, um die Energieverschiebung aufgrund der Abbremsung im Material zu diskriminieren; dicke Proben, in denen die  $\alpha$ -Teilchen vollständig absorbiert werden, sind für diese Messmethode entsprechend ungeeignet.

---

### 2.6.5 Teilchenstrahldiagnostik

---

Für die Charakterisierung von Laser-Materie-Wechselwirkungen ist nicht nur eine möglichst genaue Kenntnis der verwendeten Materialprobe notwendig, sondern auch eine Analyse des erzeugten Teilchenstrahls. Der folgende Abschnitt gibt einen Überblick über häufig eingesetzte Techniken und Geräte zur Teilchenstrahldiagnostik. Eine ausführliche Übersicht aktueller Methoden findet sich in (McKenna u. a. 2013; Roth 2011).

---

#### Radiochromatische Filme

---

Eine der am häufigsten eingesetzten Methoden zur Charakterisierung von lasergetriebenen Protonen ist die Verwendung von radiochromatischen Filmen (RCF) (Harres 2010; Nürnberg u. a. 2009; Nürnberg 2010; Schollmeier 2009). Diese bestehen aus einem Polymer auf einer Plastikträgerfolie, das sich unter Einwirkung von ionisierender Strahlung chemisch verändert. Diese Änderung ist permanent und geht mit einer Verfärbung einher, ähnlich einer analogen Filmplatte. Im Gegensatz zu dieser ist jedoch keine Entwicklung der radiochromatischen Filme (RCFs) nötig, sondern diese sind, abgesehen von Nachdunkelungseffekten, direkt nach dem Teilchenbeschuss auswertbar. Die Analyse erfolgt optisch, z. B. mittels geeigneter Bilderkennungssoftware, und liefert pro Film ein zweidimensionales Bild der einfallenden Strahlung. Im Idealfall werden die Filme im Experiment daher so ausgerichtet, dass der erzeugte Teilchenstrahl normal zur Filmoberfläche und mittig auftrifft.

Während ein einziger Film zwar ein räumliches Bild des Teilchenstrahls liefert, ist allein damit keine vollständige Charakterisierung des Teilchenstrahls möglich. Um etwa gleichzeitig das Energiespektrum des Strahls aufzunehmen, werden RCFs in einer Stapelanordnung verwendet. Hierzu werden RCFs mit Metallfolien bekannter Dicke kombiniert, sodass der einfallende Teilchenstrahl zwischen den einzelnen RCF zusätzlich eine bestimmte Wegstrecke in Metall durchqueren muss (Nürnberg u. a. 2009). Abbildung 3.27 zeigt schematisch den typischen Aufbau eines RCF-Stapels, wie er in der Experimentkampagne an PHELIX (siehe auch Abschnitt 3.2) verwendet wurde (Geschwind 2014).

Wie Gleichung (2.22) zeigt, verlieren Teilchen beim Durchgang durch Materie Energie. Ähnlich wie bei der Targetcharakterisierung mittels  $\alpha$ -Teilchen kann man sich diese Eigenschaft auch für die Teilchenstrahlcharakterisierung mittels RCFs zunutze machen. Durch die Stapelanordnung verlieren die Ionen in den einzelnen Folien, insbesondere den Metallfolien, beim Durchgang Energie bis hin zum vollständigen Stoppen. Der Energieverlust beim Durchgang durch Materie ist dabei im Allgemeinen nichtlinear und hat ein deutlich ausgeprägtes Maximum, den so genannten *Bragg-Peak* (Nürnberg u. a. 2009). Je weiter die Teilchen in den Stapel eindringen können, desto größer muss demnach ihre anfängliche kinetische Energie gewesen sein. Somit lässt sich über die Eindringtiefe in den RCF-Stapel die minimale Energie bestimmen, die die Ionen an dieser Stelle haben müssen, um die RCF-Folie an dieser Stelle noch erreichen zu können.

Gestaltet man den RCF-Stapel nun derart, dass die Ionen während des Durchgangs durch den Stapel vollständig gestoppt werden, so ist eine Bestimmung der Maximalenergie des Strahles sowie eines energieaufgelösten räumlichen Profils möglich. Die Energieauflösung wird dabei maßgeblich von der Dicke der metallenen Trennschichten sowie der Gesamtzahl der verwendeten RCF bestimmt.

Da die Ionen zwar beim Stoppen in einem RCF die deutlichste Verfärbung verursachen, jedoch auch beim Durchgang durch vorherige Folien in Abhängigkeit von ihrer Energie den RCF verfärben, muss dieser Effekt für jedes einzelne Ion beim Durchgang durch den Stapel aufsummiert und berücksichtigt werden. Bei Kenntnis der zu erwartenden Energieverteilung, z. B. einem für TNSA typischen exponentiellen Verlauf des Protonenspektrums (siehe Abschnitt 2.1.3), ist mittels algorithmischer Analyseprogramme eine gute Reproduktion des gesamten Energiespektrums möglich. Für die in einem einzelnen RCF deponierte Energie  $E_{\text{dep}}$  gilt dabei:

$$E_{\text{dep}} = \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{cut}}} \frac{dN(E)}{dE} E_{\text{loss}}(E) dE \quad (2.23)$$

wobei  $E_{\text{min}}$  die minimale Energie bezeichnet, die ein Proton aufweisen muss, um die betrachtete Folie zu erreichen,  $E_{\text{cut}}$  die maximale Energie des Protonenstrahls,  $N$  die Anzahl der Protonen einer bestimmten Energie  $E$  und  $E_{\text{loss}}$  die energiespezifische Energiedeposition eines Protons im betrachteten RCF. Der Energieverlust eines Ions beim Durchgang durch Materie kann dabei z. B. mithilfe spezieller Software wie The Stopping and Range of Ions in Matter (SRIM) (Ziegler u. a. 2010) bestimmt werden. Um Gleichung (2.23) zu entfalten und das Energiespektrum bestimmen zu können, muss die Form des differentiellen Energiespektrums  $\frac{dN(E)}{dE}$  bekannt sein. Hierbei hat sich die Annahme eines exponentiellen Spektrums basierend auf experimentellen Daten in der Praxis bewährt (Fuchs u. a. 2005; Nürnberg u. a. 2009; Schollmeier 2009):

$$\frac{dN(E)}{dE} = \frac{N_0}{E} \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) \quad (2.24)$$

wobei  $N_0$  die Gesamtzahl der Protonen,  $k_B$  die Boltzmann-Konstante und  $T$  die Temperatur der Protonen darstellt. Unter Verwendung von Gleichungen (2.23) und (2.24) lässt sich mithilfe der Fitparameter  $E_{\text{cut}}$ ,  $N_0$  und  $T$  numerisch das Spektrum des Protonenstrahls bestimmen.

Während der große Vorteil der RCF in ihrer schnellen Analyse und guten räumlichen wie energetischen Auflösung liegt, ist der hohe Verbrauch an einzelnen RCF-Filmen von Nachteil. Da jeder Film nur einmal belichtet werden kann, muss ein RCF-Stapel für jedes einzelne Experiment, d. h. nach jedem erfolgreichen Laserbeschuss, ausgetauscht werden. Dies ist nicht nur kostspielig, sondern erfordert zumeist auch den manuellen Eingriff in den experimentellen Aufbau und damit u. a. das Brechen des für das Experiment nötigen Vakuums und geht daher mit einem großen Zeitaufwand einher. Ein weiterer substantieller Mangel von RCF ist die Empfindlichkeit gegenüber jeglicher ionisierender Strahlung. Dies bedeutet nicht nur, dass der Detektor auch auf z. B. Röntgenstrahlung anspricht, sondern auch, dass es ohne weitere Annahmen unmöglich ist verschiedene Strahlungsarten oder Teilchenspezies, z. B. Protonen von Kohlenstoffionen oder Elektronen, nur von der Abbildung auf dem RCF zu unterscheiden.

---

## Magnetspektrometer

---

Wie Abschnitt 2.6.5 gezeigt hat, ist es möglich mittels RCF das räumliche Profil und das Energiespektrum eines Teilchenstrahls zu messen. Um neben diesen Eigenschaften auch die Art der im Strahl vorkommenden Teilchen messen zu können, bietet sich die Verwendung von Magnetspektrometern an. Hierbei werden die Teilchen in einem Magnetfeld in Abhängigkeit von ihrer Ladung und Energie unterschiedlich stark abgelenkt, wodurch sie sich unterscheiden lassen. Anhand von *Thomson-Parabel* und *Weitwinkelspektrometer* werden im folgenden Abschnitt zwei unterschiedliche Ausführungen kurz vorgestellt.

### Thomson-Parabel-Spektrometer

Bewegt sich ein Ladungsträger in einem externen elektromagnetischen Feld, so wirkt auf ihn eine Kraft, die sog. *Lorentz-Kraft*  $\vec{F}_L$  (Demtröder 2006b):

$$\vec{F}_L = \vec{F}_E + \vec{F}_B = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.25)$$

wobei  $\vec{F}_E$  die Kraftkomponente aufgrund des elektrischen Feldes,  $\vec{F}_B$  die Kraftkomponente aufgrund des Magnetfeldes,  $q$  die Ladung des Ladungsträgers,  $\vec{v}$  die Geschwindigkeit des Ladungsträgers,  $\vec{E}$  die elektrische Feldstärke und  $\vec{B}$  die magnetische Flussdichte des externen Feldes bezeichnen. Durchquert ein Ladungsträger ein bekanntes elektromagnetisches Feld, so lassen sich anhand der Ablenkung bzw. der Bahn des Ladungsträgers Rückschlüsse auf dessen Ladung und Energie ziehen:

$$y^2 = \frac{qB^2}{mE} k \times x \quad (2.26)$$

Hierbei bezeichnen  $x$  und  $y$  die Bahnkoordinaten des Ladungsträgers,  $q$  und  $m$  dessen Ladung bzw. Masse,  $B$  die magnetische Flussdichte,  $E$  die elektrische Feldstärke und  $k$  einen aufbauspezifischen Fitparameter (Weber u. a. 1986). Die entstehende Bahnkurve wird nach Joseph John Thomson, der diesen Effekt für die ersten Massenspektrometer (Thomson 1911) nutzte, auch „Thomson-Parabel“ genannt. Damit ermöglicht ein Thomson-Parabel-Spektrometer im Gegensatz zu RCF nicht nur die Aufnahme des gesamten Energiespektrums eines Teilchenstrahls, sondern auch die Separation einzelner Teilchenspezies, da die Bahn vom Verhältnis von Ladung zur Masse des betrachteten Teilchens abhängt. Allerdings ist gleichzeitig keine räumliche Analyse des Strahlprofils möglich, da durch die Eingangsblende nur ein punktförmiger Ausschnitt des gesamten Teilchenstrahls analysiert werden kann, da sich ansonsten Bahnen von Teilchen mit unterschiedlichen Eintrittspunkten innerhalb der Thomson-Parabel überlagern würden (Schanz 2013).

### Bildplatten

Für die Aufzeichnung der Teilchenbahn werden üblicherweise sog. image plates (dt.: Bildplatten) (image plates (dt.: Bildplatten)s (IPs)) eingesetzt. Hierbei handelt es sich um eine spezielle Form von Bildplatten, bei denen ionisierende Strahlung in der aktiven Schicht einen metastabilen Zustand anregt, der anschließend in den Grundzustand zurückfällt (Busold, Philipp u. a. 2014). Mittels eines speziellen Scanners lässt sich dieser Prozess, bei dem Photonen entsprechend der Energiedifferenz zwischen angeregtem Zustand und Grundzustand emittiert werden, gezielt anstoßen, sodass die entstehenden Photonen aufgezeichnet werden können. Die Lichtintensität auf der Bildplatte ist proportional zur Intensität der Strahlung, der sie zuvor ausgesetzt war. Im Gegensatz zu RCF lassen sich IPs nach dem Auslesen der Information „löschen“, indem alle angeregten Zustände mittels einer intensiven Lichtquelle abgeregt werden, und anschließend wiederverwenden.

### Weitwinkelspektrometer

Neben den Thomson-Parabel-Spektrometern gibt es mit dem ion wide angle spectrometer (dt.: Ionenweitwinkelspektrometer) (iWASP) noch eine weitere Bauform eines Magnetspektrometers (Jung u. a. 2011). Analog zum Thomson-Parabel-Spektrometer verfügt das iWASP über ein starkes Magnetfeld, das senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des zu vermessenden Ionenstrahls aufgebaut wird. Allerdings unterscheidet sich der sonstige Aufbau durch das Fehlen eines zusätzlichen elektrischen Feldes sowie durch einen genau definierten Eingangsspalt, im Gegensatz zur Lochblende am Eingang des Thomson-Parabel-Spektrometers. Durch den Spalt kann ein entlang des abgedeckten Raumwinkels räumlich aufgelöstes Strahlprofil aufgenommen werden, während die Ionen durch das Magnetfeld energieabhängig abgelenkt werden. Analog zur Thomson-Parabel lässt sich die Ablenkung anhand der Lorentzkraft beschreiben (Jung u. a. 2011):

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q \left( \frac{\vec{p}}{m\gamma} \times \vec{B} \right) \quad (2.27)$$

wobei  $m$  die Masse bzw.  $q$  die Ladung des gemessenen Ions,  $\vec{p}$  und  $\gamma$  den relativistischen Impuls bzw. Lorentzfaktor und  $\vec{B}$  das Magnetfeld bezeichnen. Die abgelenkten Ionen treffen nach dem Magneten auf einem Detektor auf, z. B. einer IP, über den die Intensität und räumliche Verteilung des Strahlprofils ermittelt werden kann. Wählt man für den Detektor einen mehrlagigen Aufbau, z. B. mit einer Kunststoffplatte vor der IP, in der schwere Ionen wie Kohlenstoff gestoppt werden, so kann mit dem iWASP auch eine Diskretion nach Ionenspezies vorgenommen werden.

Das iWASP zeichnet sich gegenüber einem Thomson-Parabel-Spektrometer durch einen einfachen Aufbau und eine räumliche Auflösung des Ionenstrahlprofils aus. Gleichzeitig fehlt jedoch die Trennung nach Ladungs-/Masseverhältnis der detektierten Ionen, d. h. unterschiedliche Ladungszustände einer Ionensorte können nicht separiert werden. Es stellt somit einen Kompromiss zwischen RCF und Thomson-Parabel-Spektrometer dar.

Kernreaktion	Halbwertszeit	Tochternuklide	Zerfallsart
$^{63}\text{Cu}(p, n)^{63}\text{Zn}$	38,5 min	$^{63}\text{Cu}$	$\beta^+$ oder $\epsilon$
$^{63}\text{Cu}(p, p_2^+ n)^{61}\text{Cu}$	3,3 h	$^{61}\text{Ni}$	$\beta^+$ oder $\epsilon$
$^{63}\text{Cu}(p, 2n)^{62}\text{Zn}$	9,2 h	$^{62}\text{Cu}$ zu $^{62}\text{Ni}$	$\beta^+$ oder $\epsilon$
$^{65}\text{Cu}(p, p^+ n)^{64}\text{Cu}$	12,7 h	$^{64}\text{Ni}$ oder $^{64}\text{Zn} (\beta^+)$	$\beta^+$ oder $\epsilon$
$^{65}\text{Cu}(p, n)^{65}\text{Zn}$	244,2 d	$^{65}\text{Cu}$	$\beta^+$ oder $\epsilon$

**Tabelle 2.3:** Kernreaktionen von Protonen mit Kupfer, die für die Autoradiographie nach der NAIS-Methode von Bedeutung sind (Günther u. a. 2013).  $p$  und  $n$  bezeichnen die Abgabe von Protonen bzw. Neutronen,  $\beta^+$  einen  $\beta$ -Zerfall und  $\epsilon$  Elektroneneinfang.

## Kernphysikalische Methoden

Neben den bisher beschriebenen Methoden zur Charakterisierung von Teilchenstrahlen, die auf elektrischen und chemischen Wechselwirkungen beruhen, gibt es noch weitere Diagnostiken, die sich kernphysikalische Effekte zu Nutze machen. Hierzu zählen die Kernaktivierungsspektroskopie (NAIS) zur Aufnahme eines räumlich und energetisch aufgelösten Ionenstrahlprofils sowie die Neutronendetektion mittels Blasen-Detektoren.

### Kernaktivierungsspektroskopie

Die am häufigsten eingesetzte Methode zur räumlichen und spektralen Analyse eines Protonenstrahls ist die Verwendung von RCF (siehe auch Abschnitt 2.6.5). Aufgrund der nur einmaligen Verwendbarkeit dieser Filme ist diese Methode allerdings mit hohen Kosten verbunden. Als Alternative zu RCF hat sich daher nuclear activation imaging spectroscopy (dt.: bildgebende Kernaktivierungsspektroskopie) (NAIS) etabliert. (Günther u. a. 2013)

Hierbei wird analog zu der Verwendung von RCF ein Stapel aus mehreren Detektorlagen verwendet, zwischen denen Stoppermaterialien eingebracht sind, in denen die eindringenden Ionen beim Durchgang Energie verlieren. Die für NAIS verwendeten Detektorlagen bestehen im Gegensatz zu RCF jedoch nicht aus einem Film, der sich aufgrund einer chemischen Reaktion mit den Ionen verfärbt, sondern aus einzelnen Kupferfolien. Die Energie hochenergetischer Protonen im Bereich von mehreren MeV reicht aus, um die Kupferatome in der Detektorfolie anzuregen. Die Anzahl der angeregten Atome ist dabei proportional zur Intensität der im jeweiligen Detektor gestoppten Ionen und räumlich an das Profil des Ionenstrahls gekoppelt. Beim Rückfall der angeregten Atome auf den Grundzustand senden diese Strahlung aus, die sich mittels IPs aufnehmen und anschließend auswerten lässt.

Der Vorteil von NAIS gegenüber der Verwendung RCF liegt in der Wiederverwendbarkeit der einzelnen Detektorlagen, da die Halbwertszeit der häufigsten angeregten Zustände im Bereich von Stunden liegt und die Kupferfolien anschließend für weitere Experimente verwendet werden können. Nachteilig gegenüber RCF ist die aufwändigere Auswertung der NAIS-Detektoren, da hier im Gegensatz zu RCF anstelle der direkten Verwendung eines herkömmlichen optischen Scanners zur Digitalisierung der Bildinformationen zunächst IPs „belichtet“ werden müssen, die anschließend mittels eines speziellen IP-Scanners ausgelesen werden. Daneben ist die Auswertung von NAIS-Detektoren zeitkritisch, da bei zu langer Wartezeit, bedingt durch die Halbwertszeit der einzelnen angeregten Zustände, ein Teil der aufgenommenen Information nicht mehr ausgelesen werden kann. Eine Übersicht der relevanten Kernreaktionen und ihrer Halbwertszeiten ist in Tabelle 2.3 dargestellt.

Die Handhabung der aktivierten Kupferfolien erfordert besondere Vorsicht hinsichtlich des Strahlenschutzes, während dies bei RCF nur für die als Stoppermaterialien genutzten Metallfolien der Fall ist, wohingegen die RCF-Filme selbst kaum aktiviert werden. Da Metallfolien aus Kupfer auch bei RCF-Stapeldetektoren als Stoppermaterial verwendet werden können, lassen sich NAIS und RCF in einem einzelnen Detektor kombinieren.

### Blasen-Detektoren

Durch Kernreaktionen während eines Laser-Plasma-Experiments können auch Neutronen aus dem Wechselwirkungsbereich emittiert werden. Diese lassen sich mittels sog. Blasen-Detektoren (engl.: bubble detectors) nachweisen und messen (Bubble Technology Industries Inc. 2017). Bei den Blasen-Detektoren handelt es sich um mit einem Polymer gefüllte Stäbe. Im Polymer sind kleine Tropfen einer siedeverzögerten Flüssigkeit eingeschlossen, die bei Kontakt mit einem Neutron sofort verdampfen und dabei ihr Volumen im Polymer vergrößern; eine Blase entsteht.



**Abbildung 2.13:** Blasendetektoren, die zur Messung von Neutronen verwendet werden. Der Detektor besteht aus einem siedeverzögerten Polymer, in dem sich bei Kontakt mit Neutronen kleine Blasen bilden. Die Neutronendosis kann bei Kenntnis der herstellerseitigen Kalibrierung durch Auszählen der Blasen bestimmt werden. Anschließend kann der Detektor durch Druckerhöhung zurückgesetzt werden. (Bubble Technology Industries Inc. 2017)

Die gebildeten Blasen sind metastabil mit einer Abklingzeit von mehreren Stunden. Nach der Bestrahlung lässt sich die im Experiment aufgetretene Neutronendosis durch Auszählen der gebildeten Blasen und Kenntnis der herstellerseitigen Kalibrierung, d. h. des Verhältnisses Neutronendosis pro Blase, bestimmen. Abbildung 2.13 zeigt zwei während der Experimentkampagne an PHELIX (siehe auch Abschnitt 3.2.3) verwendete Blasendetektoren.

Die Detektoren sind wiederverwendbar, indem die Blasen nach dem Auszählvorgang durch Erhöhen des Drucks im Polymer auf Ihre Ursprungsgröße komprimiert werden. Ein weiterer Vorteil dieses Detektortyps ist seine Unempfindlichkeit gegenüber Gammastrahlung, die während Laser-Materie-Wechselwirkungen ebenfalls entsteht und andere Detektortypen, insbesondere elektronische Geräte, beeinträchtigen kann. Nachteilig ist dagegen die geringe Detektorfläche und der damit verbundene kleine Raumwinkel, der von einem einzelnen Detektor erfasst werden kann. Gleichzeitig ist nur eine akkumulierte Dosisbestimmung über den ganzen Detektor möglich und damit keine räumliche Information über die Neutronenverteilung oder deren Energiespektrum auflösbar. Eine grobe Raumauflösung lässt sich durch die Verwendung mehrerer einzelner Detektoren erreichen.





---

### 3 Experimente

---

Das Konzept der kryogenen Wasserstofftargets wurde an verschiedenen Versuchseinrichtungen erprobt. Die Grundlagen der Herstellung und der Charakterisierung der Targets wurden im speziell dafür hergerichteten Wasserstofflabor im Untergeschoss des Instituts für Kernphysik (IKP) an der Technischen Universität Darmstadt (TUD) untersucht. Die Experimente zur Verwendung der kryogenen Targets für Hochenergiephysikexperimente mit Höchstleistungslasern wurden im Rahmen von insgesamt drei Messkampagnen am Lasersystemen PHELIX des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt sowie am Lasersystem VULCAN des Rutherford Appleton Laboratory (RAL) in Didcot/UK durchgeführt. Das folgende Kapitel beschreibt die einzelnen Versuchsaufbauten sowie die jeweils verwendete Messtechnik. Technische Zeichnungen zu den wichtigsten Elementen der Versuchsaufbauten finden sich in Anhang B.

---

#### 3.1 Institut für Kernphysik

---

Der Großteil der dieser Arbeit zugrunde liegenden Forschungsarbeit wurde am IKP der Technische Universität Darmstadt (TUD) erbracht. Hierzu zählen insbesondere die Optimierung des Herstellungsprozesses kryogener Wasserstofftargets sowie deren Charakterisierung. Für die zugehörigen Experimente stand im Untergeschoss des IKP dauerhaft ein eigens dafür ausgerüstetes Labor zur Verfügung. Zur Ausstattung des Labors gehörten mehrere Vakuumkammern aus Edelstahl, Vakuumtechnik, Gastechnik, Kryotechnik, sowie Messtechnik zur Überwachung der Umgebungsparameter Druck und Temperatur. Daneben wurden verschiedene Techniken für die Charakterisierung der Targets erprobt, sowohl optische als auch radioaktive Methoden. Die verwendete Einrichtung und Messtechnik wird im folgenden Abschnitt beschrieben. Abbildung 3.1 zeigt den am IKP verwendeten Messaufbau.

Das Konzept zur Erzeugung kryogener Gastargets basiert auf den Vorarbeiten von Herrn Jurij Menzel, der im Rahmen seiner Dissertation „Aufbau und Inbetriebnahme einer Kryoanlage zur Targeterzeugung für Experimente mit Hochenergielasern und Schwerionenstrahlen“ (Menzel 2010) mit Teilen des in diesem Projekt verwendeten Aufbaus zuvor Experimente zur Laser-Plasma-Wechselwirkung am Experimentierplatz Z6 bei GSI durchgeführt hat, sowie früheren Arbeiten auf diesem Gebiet (Sigel u. a. 1969).

---

##### 3.1.1 Vakuumtechnik

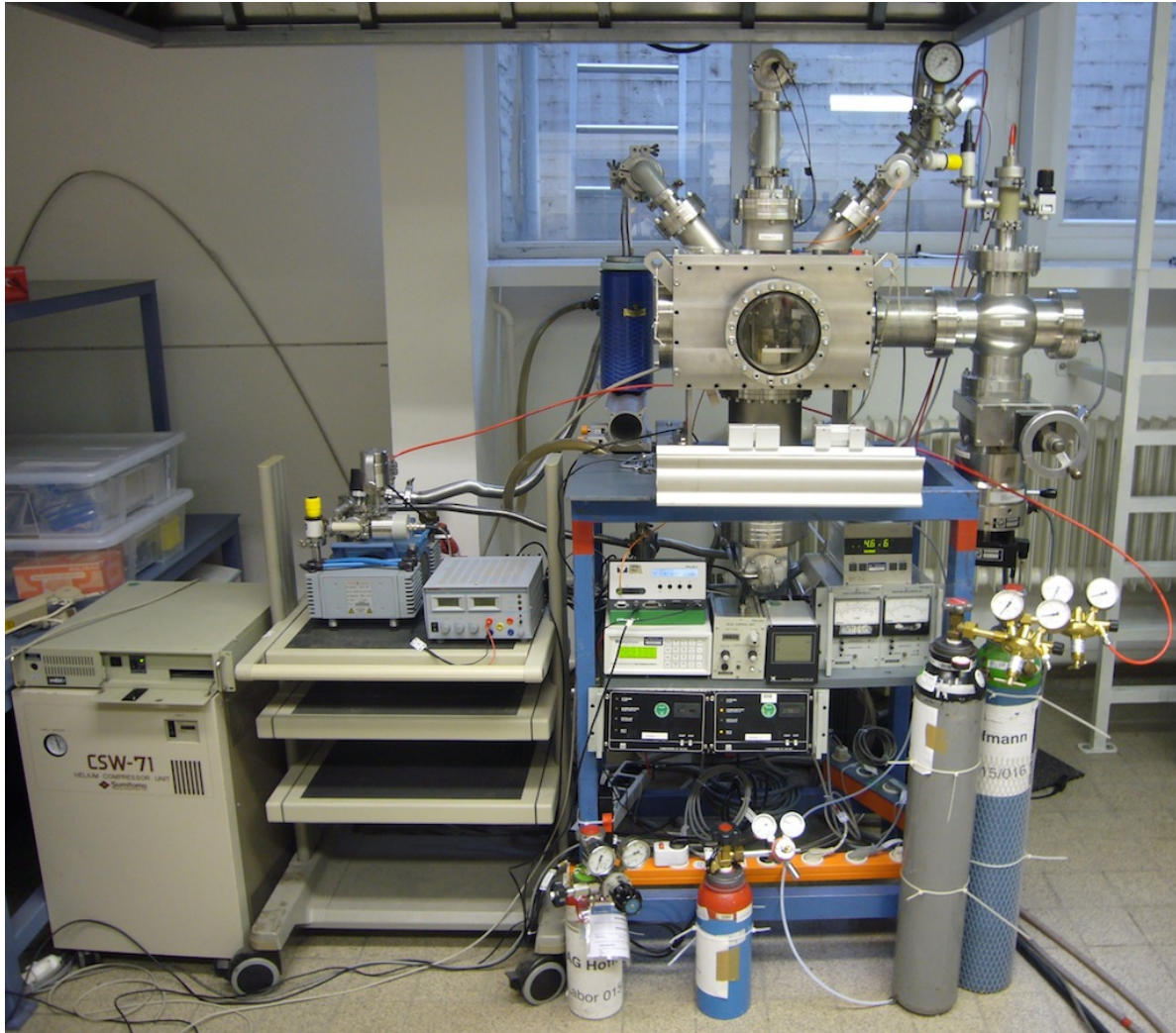
---

Die Erzeugung eines sauberen und stabilen Hochvakuums, d. h. eines Innendrucks in der Vakuumkammer von weniger als  $1 \times 10^{-4}$  mbar, ist für die Durchführung sämtlicher Experimente mit kryogenen Elementen von zentraler Bedeutung. Die Gründe hierfür liegen u. a. in der druckabhängigen Wärmeleitung der die Kryotechnik umgebenden Atmosphäre und das Ausfrieren von evtl. vorhandenen Restgasen, die die Herstellung eines sortenreinen Gastargets verhindern würden (vgl. Abschnitt 2.3.1).

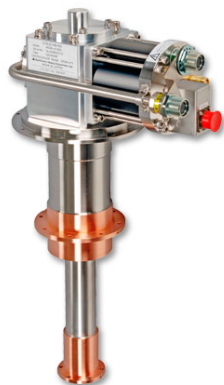
Um die Verunreinigung in der jeweils verwendeten Vakuumkammer gering zu halten, wurden Vakuumkammern aus Edelstahl verwendet, deren Oberflächen leicht mittels Lösungsmitteln wie Isopropanol oder Aceton zu reinigen sind. Ferner wurde bei sämtlichen Installationen innerhalb der Vakuumkammer auf vakuumtaugliche Materialien geachtet; dazu zählt der möglichst vollständige Verzicht auf bei Niederdruck ausgasenden Materialien, darunter viele Kunststoffe. Um Verunreinigungen durch das Pumpensystem zu vermeiden, wurde eine Kombination von Vakuumvorpumpen und ölfreien Turbomolekularpumpen eingesetzt. Bei korrekter Anwendung kann dadurch eine Verunreinigung der Vakuumkammer durch aus der Vakuumpumpe entweichende Schmierstoffe vermieden werden.

Die Vakuumpumpen wurden mittels handelsüblicher Pumpencontroller betrieben und der in der Vakuumkammer erreichte Restdruck mit Hilfe von Kombinationen aus Hoch- und Niederdrucksensoren (siehe auch Abschnitt 2.6.2) überwacht. Mit den verwendeten Pumpensystemen konnten Drücke im Bereich von  $10^{-5}$  mbar bis  $10^{-7}$  mbar erreicht werden. Um eine möglichst hohe Abpumpgeschwindigkeit und damit kurze Wartezeiten nach Start des jeweiligen Experiments zu gewährleisten, wurde auf eine geeignete Systemgeometrie geachtet, d. h. teilverschlossene Hohlräume möglichst vermieden bzw. mit einem Entlüftungskanal versehen, z. B. durch Schrauben mit Bohrungen oder das Anbohren von Hohlräumen von deren Rückseite. Darüber hinaus wurde die Größe der verwendeten Vakuumkammer so gewählt, dass sie gerade ausreichend für die verwendeten Messaufbauten war.

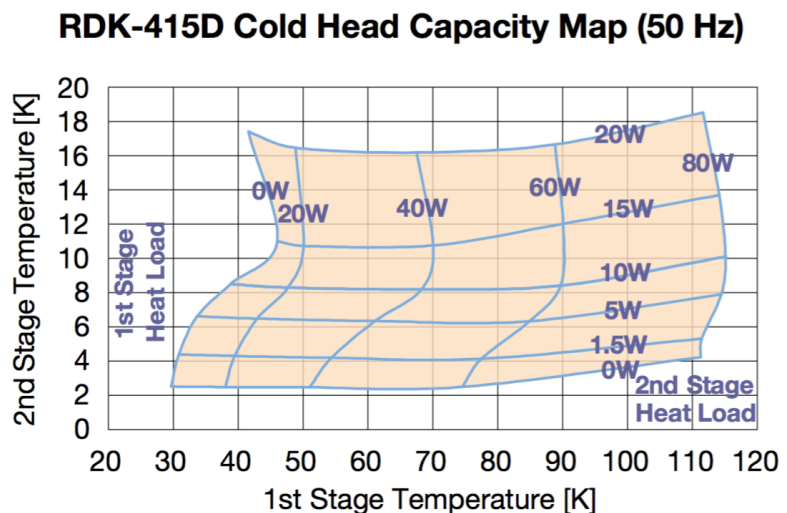




**Abbildung 3.1:** Versuchsaufbau zur Herstellung kryogener Wasserstofftargets am Institut für Kernphysik (IKP) der Technischen Universität Darmstadt (TUD). Abgebildet sind (von links): Heliumkompressor des Kryosystems, Membranpumpe als Teil des Targetgaskontrollsystems, Netzteil zum Betrieb der im Aufbau verbauten Heizkapseln, Vakuumkammer mit von unten angeflanschten Kaltkopf, Auswerteeinheit des chromatisch-konfokalen Sensors, Temperaturcontroller, Targetgasdruckmonitor, Vakuummessgeräte, Gasflaschen. Der gesamte Aufbau steht unter einem Abzug, der eventuell austretenden Wasserstoff sicher nach außen abführt.



(1) Kaltkopf RDK-415D



(2) Lastdiagramm

**Abbildung 3.3:** Im Experiment verwendeter zweistufiger GM-Kaltkopf vom Typ RDK-415D des Herstellers Sumitomo Heavy Industries. Der Kaltkopf wird über einen Flansch mit der Vakuumkammer fest verbunden und von außen an einen passenden Heliumkompressor angeschlossen. Die beiden Stufen des Kaltkopfes sind in Kupfer ausgeführt. Das Diagramm zeigt die an der jeweiligen Stufe des Kaltkopfes erreichbare Minimaltemperatur in Abhängigkeit der Wärmelast. (Sumitomo Heavy Industries, Ltd. 2003b; Sumitomo Heavy Industries, Ltd. 2017a)

### 3.1.2 Kryotechnik

Zentraler Bestandteil des gesamten Messaufbaus war die Kryotechnik (vgl. Abschnitt 2.5). Diese stellt die notwendige Kälteleistung für das Herunterkühlen von im Normalzustand gasförmigen Materialien – im Rahmen des hier behandelten Projekts Wasserstoff – sowie die Kühlung von hierzu notwendigen Hitzeschilden zur Verfügung (vgl. Abschnitt 2.3.1).

In der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Dr. h. c./RUS Dieter Hoffmann stand am IKP hierfür ein Kryosystem des Herstellers Sumitomo Heavy Industries zur Verfügung. Das System besteht aus einem Kaltkopf nach dem Gifford-McMahon-Prinzip (vgl. Abschnitt 2.5.1) vom Typ RDK-415D sowie einem geschlossenen, regenerativen Helium-Kompressor vom Typ CSW-71D. (Sumitomo Heavy Industries, Ltd. 2003a; Sumitomo Heavy Industries, Ltd. 2003b)

Der Kaltkopf wurde in die jeweils verwendete Vakuumkammer eingebaut und mit einem eigens angefertigten Aufbau zur Erzeugung der kryogenen Targets, dem sog. Targethalter, verbunden. Der GM-Kühler vom Typ RDK-415D ist zweistufig ausgeführt, d. h. er besteht aus zwei miteinander verbundenen Kammern unterschiedlicher Wärmekapazität, wodurch sich die beiden Stufen in der erreichbaren Minimaltemperatur und der Kühlleistung bzw. der möglichen Wärmelast unterscheiden. Äußerlich sind die beiden Stufen mechanisch so weit getrennt, dass sie thermisch voneinander getrennte Aufbauten über separate Verschraubungen ermöglichen; dabei umgibt der Lochkreis der ersten Stufe die zweite Stufe und deren Lochkreis. Die erste der beiden Stufen erreicht eine Minimaltemperatur von ca. 50 K und kann dabei eine Last von 35 W abführen, während die zweite Stufe eine Minimaltemperatur von ca. 4 K bei einer maximalen Wärmelast von 1,5 W erreichen kann (Sumitomo Heavy Industries, Ltd. 2017a). Der funktionale Zusammenhang zwischen Kühlleistung und der an den jeweiligen Stufen erreichbaren Temperatur ist in Abb. 3.3 dargestellt.

Damit ist die zweite Stufe geeignet den eigentlichen Versuchsaufbau, d. h. insbesondere den Targethalter, auf die für die Herstellung kryogener Wasserstofftargets erforderliche Temperatur von weniger als 20 K (vgl. Abschnitt 2.2) herunterzukühlen. Die erste Stufe des Kaltkopfs wurde während der Experimente für die aktive Kühlung des den Targethalter umgebenden Hitzeschildes und als thermischer Anker für mögliche Wärmebrücken, insbesondere durch die Verkabelung der Temperatursensoren und Heizkapseln (siehe auch Abschnitte 3.1.2 und 3.1.4), verwendet. Dabei wurde eine mögliche Wärmebrücke zwischen Komponenten auf Raumtemperatur, wie z. B. dem Temperaturcontroller außerhalb der Vakuumkammer, und Komponenten im Kryosystem, wie z. B. Temperatursensoren, thermisch unterbrochen, d. h. es gibt einen Zwischenpunkt, an dem die Wärmebrücke Raumtemperatur–Kryotemperatur aufgebrochen wird in zwei einzelne Verbindungen, nämlich Raumtemperatur–Kaltkopfstufe 1 und Kaltkopfstufe

1–Kaltkopfstufe 2, mit entsprechend kleinerer individueller Temperaturdifferenz. Dadurch konnte die thermische Last auf die zweite Stufe vermindert und die Leistungsfähigkeit des Gesamtsystems verbessert werden.

---

## Targethalter

---

Der Kryoaufbau innerhalb der verwendeten Vakuumkammer bestand aus einer Grundplatte, die mit dem Kaltkopf verschraubt werden konnte, und einem variablen Targethalter. Als Material für Grundplatte und Targethalter wurde Kupfer gewählt. Kupfer vereint eine hohe Wärmeleitfähigkeit von  $401 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  (Stöcker 2005) (bei 293 K) mit guter mechanischer Verarbeitbarkeit zu akzeptablen Kosten (ca. 10 €/kg), insbesondere im Vergleich mit anderen guten Wärmeleitern wie Gold ( $317 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  (Stöcker 2005)). Die Wärmeleitung ist dabei abhängig von der Temperatur und hochgradig nichtlinear; die maximale Wärmeleitfähigkeit besitzt Kupfer bei ca. 33 K mit  $800 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ , während sie bei 10 K bei ca.  $360 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  liegt (Flynn 1997); somit eignet sich Kupfer sehr gut als Wärmeleiter für die Verwendung in Kryoaufbauten.

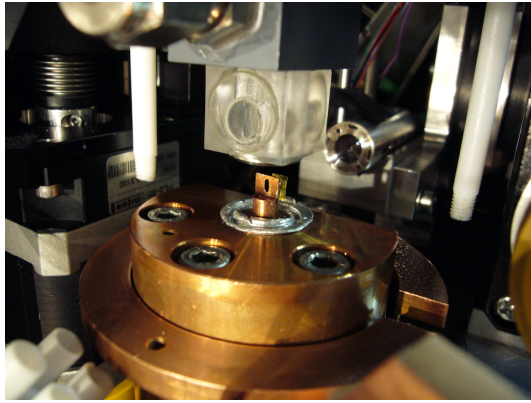
Vorrangiges Ziel des Aufbaus war die Herstellung von möglichst freistehenden,  $\mu\text{m}$ -dünnen Targets aus gefrorenem Wasserstoff. Da die Targets für die Untersuchung der Wechselwirkung mit hochintensiven Laserstrahlen mit einem Fokusedurchmesser von weniger als  $10 \mu\text{m}$  konzipiert wurden, musste der Durchmesser so gewählt werden, dass eine vollständige Interaktion mit dem Laserstrahl gewährleistet war (vgl. Abschnitt 2.1.3). Zusammen mit der Anforderung einer schnellen Herstellung bei gleichzeitig „langer“ Haltbarkeit (idealerweise mehr als 60 s) wurde ein Targetdurchmesser im Bereich von wenigen mm als ausreichend erachtet. Der Targethalter wurde dabei modular mit austauschbaren Targeteinsätzen konzipiert, die eine zylindrische Grundform mit einem flach ausgeführten oberen Endstück kombinierten. Diese Grundform ermöglichte eine einfache Einpassung in die negativ ausgeformte Einsparung der Grundplatte sowie die freie Ausrichtung der Targetebene um  $360^\circ$  relativ zur vertikalen Achse des Aufbaus. Die flache Oberseite des Targeteinsatzes ermöglichte zudem zwei Varianten des Targetdesigns: 1. die direkte Nutzung der oberen Targeteinsatzstruktur als Geometrievorgabe für das kryogene Target und 2. die Montage von Sekundärtargets, wie z. B. dünnen Plastik- oder Kupferfolien. Abbildung 3.5 zeigt eine Variante des Targethalters, die in den Experimenten am IKP verwendet wurde.

Im Fall der direkten Nutzung des einteiligen Kupferoberteils als Targethalter wurde dieser so gestaltet, dass sowohl eine ausreichende Wärmeleitung zum Herunterkühlen auf die Zieltemperatur gewährleistet war, als auch dahingehend optimiert, dass die darauf erzeugte Targetstruktur möglichst dünn ausfiel. Hierzu wurde der obere Teil des Targeteinsatzes auf eine Dicke im Bereich von 0,2 mm bis 1 mm heruntergeschliffen und in der Mitte mit einer Bohrung versehen. Die Grundlage des Konzepts war die Annahme, dass sich das kryogene Target in der Dicke der es tragenden Struktur anpasst, sodass durch Variation der Dicke des oberen Kupferblechs eine Obergrenze für die Dicke des Targets vorgegeben werden konnte. Da die Wärmeleitung von Kupfer signifikant höher ist als die von kryogenem Wasserstoff (ca.  $1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  bei 10 K (Souers 1986)), friert der Wasserstoff bevorzugt entlang des kälteren Kupfers; dies gilt insbesondere für die Targeterzeugung mittels Resublimation (siehe auch Abschnitte 2.3.2 und 4.1.1). Für die Targeterzeugung durch Erstarren aus der Flüssigphase wurden die Kanten der Bohrung ein- oder beidseitig mit einer Fase von ca.  $45^\circ$  Neigung versehen und somit zugespitzt, um das Zusammenlaufen des flüssigen Wasserstoffs in der Bohrung zu begünstigen.

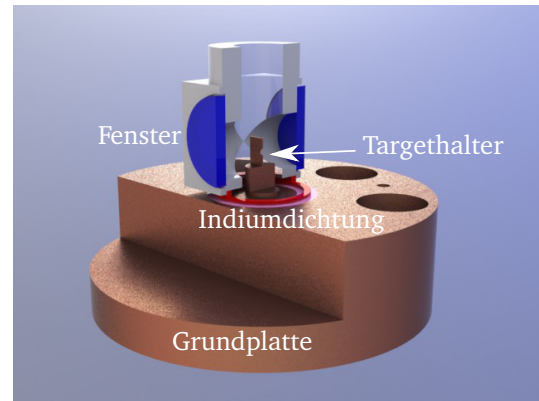
Neben der direkten Nutzung der oberen Struktur als Rahmen für den kryogenen Wasserstoff wurden auch Einsätze mit einer ebenen Fläche hergestellt, die seitlich von zwei Erhebungen begrenzt wurde. Zweck dieser Geometrie war das Aufbringen einer sekundären Targetstruktur in Form eines Folientargets aus Kupfer oder Plastik. Sehr dünne Kupferfolien mit Dicken im Bereich von  $50 \mu\text{m}$  bis  $200 \mu\text{m}$  können im Gegensatz zu dem massiven Material des Targethalters z. B. mit einem Laser bearbeitet werden, sodass sich präzise gestaltete Freiformen anstelle der Bohrung als Targetrahmen erzeugen lassen. Die Aufbringung von dünnen Plastikfolien ermöglichte dagegen die Nutzung eines Targethalterkonzepts sowohl für kryogene Targets als auch für nicht-kryogene Targets bzw. Kombinationen daraus. Dieses Konzept wurde in der Experimentkampagne an PHELIX genutzt, um den Laser exakt auf das Targetsystem einjustieren zu können, sowie für die Erprobung des Beschleunigungsmechanismus BOA mit dünnen Plastiktargets (siehe auch Abschnitt 4.2.1).

Der Versuchsaufbau am IKP wurde in erster Linie zur Erforschung einer geeigneten Targetgeometrie und der dazu notwendigen Targethalter verwendet. Da hierbei keine Interaktion mit einem Höchstleistungslaser erforderlich war, konnten zunächst verschiedene Grunddesigns des Targethalters ausprobiert werden, ohne auf die besonderen Anforderungen der späteren Experimentkampagnen, insbesondere den schnellen Austausch, vorrangig Rücksicht nehmen zu müssen.





(1) Targethalter mit Zuchtgefäß



(2) Technische Zeichnung mit Querschnitt des Zuchtgefäßes

**Abbildung 3.5:** Für die Herstellung von kryogenen Wasserstofftargets verwendete Kombination aus Targethalter und Zuchtgefäß. Die Abbildungen zeigen den Versuchsaufbau am Institut für Kernphysik (IKP) der Technischen Universität Darmstadt (TUD) sowie eine technische Zeichnung des Targethalters nebst Zuchtgefäß. Der Targethalter besteht aus einem massiven Kupferblock, der fest mit dem darunter liegenden Kaltkopf verschraubt wird. In der Mitte des Targethalter ist eine Vertiefung für den Einsatz verschiedener Targeteinsätze vorgesehen, die die Geometrie des herzustellenden Targets definieren. Der Targethalter wird mit einer Indiumdichtung gegen das Zuchtgefäß abgedichtet, das mittels Motor verfahren werden kann. Das Zuchtgefäß verfügt über Fenster optischer Güte zur optischen Überwachung und Charakterisierung des Targets und ist über ein Zwischenstück mit Swagelok-Anschluss mit dem Gassystem verbunden. Die Kombination aus Targethalter und Zuchtgefäß ermöglichte die Einstellung der zur Targetherstellung nötigen Parameter Druck und Temperatur im Bereich von 0 mbar bis 500 mbar bzw. 8 K bis 20 K.

---

## Isolation

---

Neben der Verwendung von Kupfer zur Optimierung der Wärmeleitung des Aufbaus und des Hochvakuums zur Minimierung des Wärmeeintrags durch Konvektion wurde der Targethalter zusätzlich gegen Wärmestrahlung isoliert. Dabei wurde eine Kombination aus aktiv gekühltem Hitzeschild und passiver Isolationsfolie eingesetzt.

## Hitzeschild

Als Beitrag zu dem hier behandelten Projekt wurde von Frau Alexandra Tebartz im Rahmen ihrer Bachelor-Arbeit „Entwicklung eines Hitzeschildes für kryogene Wasserstofftargets“ (Tebartz 2011) ein auf den verwendeten Kryoaufbau abgestimmter Hitzeschild konzeptioniert, gebaut und erprobt. Der Hitzeschild sollte dabei den Kryoaufbau, insbesondere den Targethalter und damit das kryogene Target, möglichst vor Wärmestrahlung von warmen Teilen des Aufbaus, z. B. den Seitenwänden der Vakuumkammer, abschirmen. Gleichzeitig musste der Schild so konstruiert sein, dass er weder mit der Verfahrmechanik des Zuchtgefäßes kollidierte, noch die verwendeten Diagnostiken beeinträchtigte. Als Lösungsansatz wurde hierzu ein zweiteiliger modularer Aufbau aus Kupfer gewählt, bei dem ein Teil fest mit der ersten Stufe des Kaltkopfes verbunden, während der zweite Teil an die verfahrbare Aufhängung des Zuchtgefäßes gekoppelt war. Daneben verfügt der obere Teil des Hitzeschildes über kompakt ausgeführte Öffnungen, durch die eine Überwachung der Targetherstellung mittels Kamera bzw. optischen Sensoren jederzeit ungestört möglich war (siehe auch Abschnitt 2.6.4). Die Wirksamkeit des Hitzeschildes wurde dabei sowohl mittels Simulationsrechnungen in *COMSOL Multiphysics* (COMSOL Multiphysics GmbH 2017) überprüft als auch im Experiment gemessen und damit verifiziert.

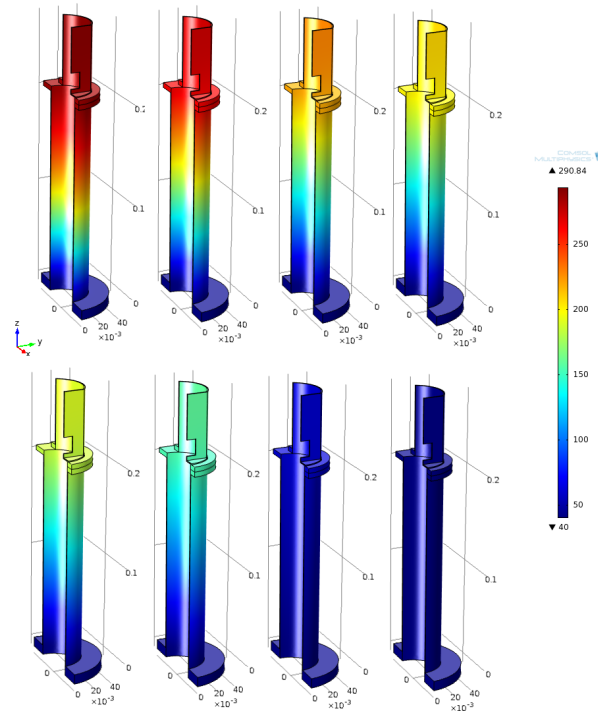
Der untere Teil des Hitzeschildes wurde fest mit der ersten Stufe des Kaltkopfes verschraubt und damit an dessen Kühlung angekoppelt; die erste Stufe und damit der Hitzeschild können so auf ca. 40 K abgekühlt werden. Gleichung (2.12) zeigt, dass die Wärmestrahlungsleistung proportional zu  $T^4$  ist (siehe auch Abschnitt 2.3.1), sodass sich durch Absenken der Temperatur der direkten Targetumgebung und damit der dem Target nächsten Strahlungsquelle von 293 K auf 40 K eine Reduktion der Strahlungsleistung um mehr als das 2500-fache erreichen lässt. Da der untere Teil des Hitzeschildes sowohl die zweite Stufe des Kaltkopfes als auch den Kryoaufbau bis zur Höhe des Targethalters



(1) oberer Teil des Hitzeschilds



(2) unterer Teil des Hitzeschilds



(3) COMSOL Multiphysics-Simulation

**Abbildung 3.7:** Hitzeschild zur Abschirmung des Targethalters von Wärmestrahlung. Abgebildet sind der obere und untere Teil des von Frau Alexandra Tebartz für den Kryoaufbau am IKP der TUD konstruierten Hitzeschilds. Der untere Teil des Hitzeschild wird fest mit der ersten Stufe des Kaltkopfes verbunden und so auf bis zu 40 K abgekühlt. Der obere Teil des Hitzeschilds ist zusammen mit dem Zuchtgefäß verfahrbar und besitzt Aussparungen, um das Target bei geschlossenem Zuchtgefäß charakterisieren zu können. Dabei sitzt der obere Teil auf dem aktiv gekühlten unteren Teil des Hitzeschilds auf und wird ebenfalls gekühlt. Bei geöffnetem Zuchtgefäß fährt der obere Teil des Hitzeschilds nach oben und ermöglicht die Interaktion des Targets z. B. mit einem Laserpuls. Die Darstellung auf der rechten Seite zeigt das mittels *COMSOL Multiphysics* (*COMSOL Multiphysics GmbH 2017*) simulierte Abkühlverhalten des Hitzeschilds, das aufgrund des festen Kontakts zum Kaltkopf auf der unteren Seite einen Temperaturgradienten entlang der vertikalen Achse des Hitzeschilds aufweist. (Tebartz 2011)

---

umschließt, konnte allein durch diesen aktiv gekühlten Teil der Wärmeeintrag auf den Versuchsaufbau massiv gesenkt werden.

Während das Zuchtgefäß geschlossen ist, befindet sich der obere Teil des Hitzeschilds im thermischen Kontakt mit dem unteren Teil und wird somit ebenfalls aktiv gekühlt. Erst beim Öffnen des Zuchtgefäßes und der damit verbundenen Linearbewegung nach oben wird auch der obere Teil des Hitzeschilds bewegt und verliert den Kontakt zum Kaltkopf. Aufgrund der vorherigen Abkühlung kann das Hitzeschild auch im geöffneten Zustand die Wärmestrahlung auf das Target gegenüber der Umgebung reduzieren, bis es sich allein aufgrund der äußeren Wärmestrahlung auf die Temperatur der Umgebung aufgewärmt hat. Dies ermöglicht eine Stabilisierung der thermischen Bedingungen für das Target während der Exposition im Vakuum.

### Isolationsfolie

Neben der Reduktion der auf den Kryoaufbau auftreffenden Wärmestrahlung durch Verwendung des zuvor beschriebenen aktiv gekühlten Hitzeschilds konnte der Wärmeeintrag durch Strahlung durch Verwendung geeigneter Isolationsfolie weiter verringert werden. Hierbei handelte es sich um speziell für kryogene Anwendungen entwickelte *Superisolationsfolie* (ROL-VAC LP 2017). Diese besteht aus mehreren Lagen üblicherweise mit Aluminium metallisierter hochreflektiver Folie, die jeweils von einer Lage eines dünnen Netzes aus Polyester getrennt sind. Die Metalllagen weisen dabei sehr feine Falten auf, wodurch die effektive Oberfläche pro verwendeter, rechteckiger Fläche erhöht wird und gleichzeitig die eintreffende Wärmestrahlung in verschiedene Richtungen reflektiert wird. Dieser Effekt wird durch die Verwendung mehrerer Lagen hintereinander verstärkt, wobei die Zwischenlagen aus Polyester aufgrund ihrer geringen Wärmeleitfähigkeit die einzelnen Metalllagen gegeneinander thermisch isolieren. Zusätzlich verbessert die Ausführung der Zwischenlagen als Netzstruktur das Abpumpen des eingeschlossenen Restgases, um Wärmeübertrag durch Konvektion zu minimieren (siehe auch Abschnitt 2.3.1).

Die *Superisolationsfolie* wurde insbesondere zur Verbesserung der Abschirmung durch das Hitzeschild eingesetzt und um dieses gewickelt. Beim Einbau der Folie musste auf die Vermeidung von Wärmebrücken zu warmen Bauteilen geachtet werden (siehe auch Abschnitt 3.1.2). Bei optimaler Verwendung der *Superisolationsfolie* konnte die minimal erreichbare Temperatur des Kryoaufbaus um bis zu 4 K abgesenkt werden.

---

### 3.1.3 Gastechnik

---

Neben der technischen Realisierung von kryogenen Temperaturen stellte die Bereitstellung und Verwendung von reinen Gasen im Vakuum eine weitere Herausforderung an das Projekt dar. Die Herstellung von reinen Wasserstofftargets erfordert ein möglichst reines Gas als Grundlage. Jede Kontamination mit anderen Bestandteilen verändert die physikalischen Eigenschaften des Gesamtsystems.

Dies ist insofern von Bedeutung, als dass übliche atmosphärische Beimischungen wie Stickstoff oder Sauerstoff signifikant höhere Gefrierpunkte aufweisen und somit beim Herunterkühlen auf den Gefrierpunkt von Wasserstoff früher als Feststoff ausfallen. Im Extremfall kann dies dazu führen, dass die gasführenden Zuleitungen verstopfen oder der Targethalter mit einer Schicht Fremdmaterial überzogen wird.

Aus diesem Grund wurden für alle Experimente Gase mit einer Reinheitsklasse von 5,5 oder besser verwendet. Die Reinheitsklasse gibt hierbei den Anteil von Fremdmaterialien in einer Punktnotation an, bei der die erste Ziffer vor dem Komma die Anzahl der 9 in der in Prozent angegebenen Reinheit und die Ziffer nach dem Komma die erste von 9 verschiedene Dezimalstelle angibt. Somit bedeutet die Angabe 5,5 einen Zielgasbestandteil von mindestens 99,9995 %, d. h. eine Kontamination mit Fremdbestandteilen von maximal 5 parts per million (dt.: Teile pro Million) (PPM).

Um die Reinheit des Targetgases weiter zu steigern, wurden spezielle Filter des Herstellers *Spectron Gas Control Systems* vom Typ *Oxisorb* und *Accosorb* getestet, die auf das Herausfiltern einzelner Kontaminationsbestandteile optimiert sind (Spectron Gas Control Systems GmbH 2013). Aufgrund der begrenzten Haltbarkeit, der zusätzlichen Komplikation des Aufbaus und dem kaum erkennbaren Einfluss auf die Qualität der unter Zuhilfenahme der Filter hergestellten Targets wurde jedoch für die Majorität der Versuche auf den Einsatz der Filter verzichtet. Anstelle des kommerziellen Filtersystems wurde stattdessen auf ein Filtersystem gesetzt, das gleich zwei Vorteile bot: eine Gasvorkühlung. Die Gasvorkühlung besteht aus einem spiralförmig ausgeführtem Kupferrohr, das mittels geeigneter Verbindungsstücke in das Gaszuleitungssystem eingebunden werden konnte, und einem sog. *Dewar-Gefäß*, in das das Kupferrohr eingebracht werden kann (Menzel 2010). Beim Dewar-Gefäß handelt es sich um ein verspiegelteres,



---

doppelwandiges, evakuiertes Glasgefäß, dass dadurch eine gute thermische Isolation des Inhalts gewährleistet. Durch Abkühlen des Kupferrohres im Dewar-Gefäß konnte zum einen das das Rohr durchströmende Targetgas durch den Kontakt mit dem Rohr ab- und damit vor Eintritt in das Zuchtgefäß vorgekühlt werden, zum anderen hat das kalte Kupferrohr gleichzeitig die Wirkung eines Filters, da Fremdstoffe, deren Schmelzpunkt oberhalb der Temperatur des Rohres liegen, an den Innenseiten des Rohres ausfrieren und somit nicht in das Zuchtgefäß gelangen können. Zur Kühlung des Kupferrohres im Dewar-Gefäß wurde flüssiger Stickstoff verwendet, der eine Temperatur von 77 K (Siedetemperatur (Jousten 2013)) aufweist.

Der Anschluss der Gasflaschen an den Versuchsaufbau erfolgt mittels eines für die jeweilige Reinheits- und Gefährdungsklasse des Gases geeigneten Druckminderers. Hierbei handelt es sich um ein speziell aufgebautes Ventil, das den Eingangsdruck auf der Flaschenausgangsseite vom am Versuchsaufbau anliegenden Druck entkoppelt und einstellbar macht. Dies ist nötig, da handelsübliche Gasflaschen mit bis zu 200 bar Überdruck befüllt sind, um ein möglichst hohes Gasvolumen in kompakten Behältnissen aufbewahren zu können. Da die Herstellung der im Rahmen dieses Projekts untersuchten kryogenen Targets Drücke von weniger als 1 bar erfordert und die angeschlossenen Messeinrichtungen ebenfalls auf diesen Druckbereich ausgelegt wurden, musste der Flaschendruck über den Druckminderer entsprechend reduziert werden. Für die Versuche wurden für Reinstgase zugelassene zweistufige Druckminderer der Hersteller *Messer* und *AirLiquide* verwendet, die die Kontrolle des anliegenden Gasdrucks jeweils über ein eingebautes Manometer am Ein- bzw. Ausgang des Druckminderers ermöglichen.

Für die Verbindung der verwendeten Gasflaschen mit dem Versuchsaufbau wurden Schläuche aus Polytetrafluorethylen (PTFE) verwendet; das Material ist auch unter dem Markennamen *Teflon* der Firma *DuPont* bekannt., Schläuche aus PTFE zeichnen sich neben ihrer robusten aber dennoch flexiblen Struktur vor allem durch eine geringe Wärmeleitung und damit hohe Tieftemperaturbeständigkeit aus. Darüber hinaus weist PTFE eine hohe Oberflächenspannung gepaart mit einem niedrigen Reibungskoeffizienten auf, wodurch die Ablagerung z. B. von Verunreinigungen minimiert wird. Aufgrund seiner hohen Reaktionsträgheit ist PTFE auch für den Einsatz mit reaktiven Materialien geeignet und damit unempfindlich gegenüber allen im Experiment verwendeten Stoffen, wie z. B. Vakuumfett. (Marquardt u. a. 2002)

Zur Befestigung der Schläuche und weiterer Zubehörteile, z. B. Ventile und Abzweigungen, wurden Komponenten des Verschraubungssystems *Swagelok* (Swagelok Company 2017) der gleichnamigen Firma verwendet. Neben der Vielzahl an erhältlichen Produkten und der Verfügbarkeit der Komponenten in Edelstahl zeichnet sich dieses System durch einfach herstellbare, wiederholt dichtende Verschraubungen aus. Dadurch konnte der Versuchsaufbau schnell umgebaut und verschiedene Komponenten ersetzt und verändert werden. Die weiteren Komponenten zur Kontrolle des Gases innerhalb des kryogenen Versuchsaufbaus sind in Abschnitt 3.1.4 beschrieben.

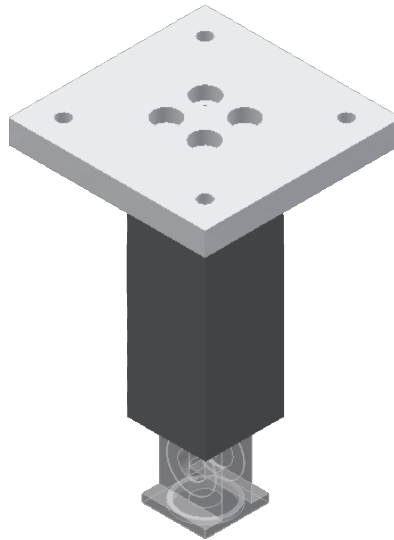
---

## Zuchtgefäß

---

Neben dem im Abschnitt 3.1.2 beschriebenen Targethalter bildete das sog. „Zuchtgefäß“ den wichtigsten Teil des experimentellen Kryoaufbaus innerhalb der Vakuumkammer. Die Aufgabe des Zuchtgefäßes bestand in der Bereitstellung eines gasdichten Volumens innerhalb der Vakuumkammer, das den Targethalter umschließen musste. Nur so konnten die für die Herstellung eines kryogenen Targets erforderlichen und die Phase des Targets bestimmenden Parameter Druck und Temperatur im Bereich des Targethalters eingestellt und über einen selbst definierten Zeitraum aufrecht erhalten werden.

Die besondere Herausforderung bei der Konstruktion des Zuchtgefäßes bestand in der Erfüllung mehrerer gleichzeitig notwendiger, jedoch teils konträrer Anforderungen. So musste das Zuchtgefäß zum einen den Bereich um den Targethalter gasdicht gegen die Vakuumkammer abschließen, um das Volumen mit dem Targetgas, d. h. in erster Linie mit Wasserstoff, befüllen zu können. Gleichzeitig musste das Zuchtgefäß unter Vakuum und bei Tieftemperaturen vom Targethalter motorisiert entfernt bzw. auf diesen aufgesetzt werden können. Diese Verfahrbarkeit war nötig, um beim Einsatz am Lasersystem eine direkte, von anderen Materialien ungestörte Interaktion des Laserstrahls mit dem Target zu ermöglichen. Ebenso sollte der über den Mechanismus der lasergetriebenen Teilchenbeschleunigung entstehende Ionenstrahl (vgl. Abschnitt 2.1.3) vom Interaktionspunkt aus die für die Charakterisierung des Teilchenstrahls notwendigen Detektoren ungestört erreichen können. Außerdem sollte das Zuchtgefäß thermisch vom Targethalter entkoppelt sein, um ein Herunterkühlen des Zuchtgefäßes zu vermeiden. Die thermische Entkopplung ist zum einen nötig, um das Zuchtgefäß selbst nicht so weit herunterzukühlen, dass das Targetgas auch am Zuchtgefäß festfriert, und zum anderen, um die thermische Last auf dem Kaltkopf und damit die erreichbare Minimaltemperatur möglichst niedrig zu halten (vgl. Abschnitt 2.3.1). Schließlich sollte das Zuchtgefäß die Möglichkeit bieten das Target



**Abbildung 3.8:** Technische Zeichnung eines Zuchtgefäßes zur Herstellung kryogener Wasserstofftargets. Abgebildet sind (von oben nach unten) die Befestigungsplatte zur Anbringung an eine motorisierte Halterung, der hohl ausgeführte Grundkörper aus Kunststoff und der Zentralkörper aus Polycarbonat. Der Grundkörper wird mit der Halterung verschraubt, der Zentralkörper mittels tieftemperaturtauglichen Klebstoff mit dem Grundkörper verklebt. Der Zentralkörper ist ebenfalls hohl ausgeführt, um den Targethalter zu umschließen und ein gasdichtes Volumen im Vakuum zur Erzeugung der kryogenen Targets bereitzustellen. Der Zentralkörper verfügt zudem über seitliche Öffnungen, in die Fenster optischer Güte zur Targetüberwachung und -charakterisierung eingeklebt werden. Nicht abgebildet sind der Gasanschluss am Grundkörper mittels *Swagelok*-Verschraubung sowie der Edelstahl-Schneidring am Boden des Zentralkörpers als Gegenstück zur Indiumdichtung im Targethalter (vgl. Abb. 3.5)

während des Herstellungsprozesses, des sog. „Zuchtvorgangs“, zu beobachten und mittels geeigneter Diagnostiken charakterisieren zu können (vgl. Abschnitt 2.6.4).

Während der Projektlaufzeit wurden verschiedene Zuchtgefäße entworfen und getestet. Der Grundaufbau orientiert sich hierbei an einem Design, das in einem Vorgängerprojekt (Menzel 2010) bereits in verschiedenen Varianten erprobt wurde. Das Zuchtgefäß besteht im Wesentlichen aus drei Elementen: einem Grundkörper mit Anschlüssen und Halterung, dem Zentralstück und einer Dichtung. Die dafür verwendeten Materialien sollten möglichst günstig und leicht zu verarbeiten sein, sodass sämtliche Zuchtgefäße von der mechanischen Werkstatt des IKP hergestellt werden konnten. Gleichzeitig musste die Kombination aller verwendeten Einzelteile die oben definierten Anforderungen zur Herstellung kryogener Targets erfüllen. Die Einzelteile und die dafür eingesetzten Materialien sind in den folgenden Abschnitten beschrieben.

### Grundkörper

Der Grundkörper des Zuchtgefäßes stellt die Verbindung mit dem Gassystem und dem Verfahrenssystem, z. B. einer Kombination verschiedener Lineartische, her und wird mit dem Zentralstück verbunden. Für die Verbindung zum Gas- sowie zum Verfahrenssystem haben sich Verschraubungen bewährt, da diese eine hohe Dichtigkeit bzw. Haltekraft aufweisen und gleichzeitig einen einfachen Umbau ermöglichen. Der Einsatz von Verschraubungen erfordert ein leicht zu verarbeitendes und dennoch robustes Material. Gleichzeitig sollte das Material eine gewisse Restflexibilität aufweisen, um den bei Temperaturzyklen auftretenden mechanischen Stress im Gesamtsystem in geringem Maße ausgleichen zu können. Diese Anforderung und die Grundanforderung der thermischen Isolation des Zuchtgefäßes gegenüber dem Kaltkopf und dem Restsystem schränkte die zur Verfügung stehenden Materialien auf wenige Kunststoffe ein.

Der Grundkörper wurde aus dem Vollen gefräst und mit drei Öffnungen bzw. Bohrungen versehen, jeweils eine für den Anschluss an das Gassystem (*Swagelok*-Verschraubung), die Verbindung mit dem Verfahrenssystem, sowie die Verbindung mit dem Zentralkörper des Zuchtgefäßes.

## Zentralkörper

Der Zentralkörper bildet den unteren Teil des Zuchtgefäßes, der den Targethalter umschließt. Er befindet sich in direkter Nähe zur Grundplatte des Kaltkopfes und muss gegen diese gasdicht verschlossen werden können (siehe auch Abschnitt 3.1.3). Die Nähe zum Kaltkopf und zum Targethalter bzw. dem Target selbst stellt hohe Anforderungen an die Funktionalität und Tieftemperaturstabilität: der Zentralkörper soll den Grundkörper thermisch vom Kaltkopf entkoppeln und gleichzeitig den Kontakt mit kryogenem Gas sowie Temperaturzyklen von Raumtemperatur nach Tieftemperatur bzw. umgekehrt schadlos überstehen. Darüber hinaus soll der Zentralkörper die Überwachung des Targetzuchtvorgangs, d. h. die Charakterisierung der Targetstruktur, ermöglichen, ohne das Zuchtgefäß zu bewegen oder gar zu entfernen.

Als Material für den Zentralkörper wurde Polycarbonat verwendet, da dieses Material eine besonders hohe Temperaturstabilität aufweist (Abts 2010). Um die optische Überwachung des Targets während des Zuchtvorgangs mittels Kamera oder lichtoptischer Methoden (z. B. Interferometrie, vgl. Abschnitt 2.6.4) zu ermöglichen, wurden in den Zentralkörper Fenster eingeklebt. Hierbei wurden 200 µm dünne Fenster optischer Güte aus Bor-Kronglas (BK7) verwendet, um den Einfluss auf das Messsignal, z. B. durch Intensitätsabschwächung oder Brechung, möglichst gering zu halten. Gleichzeitig mussten die Fenster einen Druckunterschied von bis zu 700 mbar aushalten, ohne zu bersten, und damit ausreichend stabil sein. Für die Verbindung mit dem Grundkörper sowie die Aufnahme des Dichtrings wurden passende Aussparungen in den Zentralkörper eingefräst.

Die Verbindung mit dem Grundkörper sowie dem Dichtring wurde wie bei den Fenstern mit einer Klebeverbindung hergestellt. Als Klebemittel wurden zwei verschiedene Kleber verwendet: *UHU plus schnellfest 2-K-Epoxidharzkleber* (UHU GmbH & Co KG 2017), ein einfach zu verarbeitender, transparent aushärtender Zwei-Komponenten-Kleber, sowie *Stycast 2850* (Henkel Corporation 2017). Während *UHU plus* einfach verfügbar ist und sich im Experiment über viele Temperaturzyklen als ausreichend stabil erwiesen hat, ist *Stycast 2850* insbesondere für die Verwendung in Kryoaufbauten entwickelt worden und auf diese Anwendung optimiert, jedoch aufgrund seiner Opazität und im Vergleich zu *UHU plus* höheren Viskosität schwieriger zu verarbeiten. *Stycast 2850* wurde daher in erster Linie für nicht-optische Applikationen, wie z. B. die Herstellung von Temperatursensoren (siehe auch Abschnitt 3.1.4 sowie (Hesse 2014)), verwendet.

## Dichtung

Die Abdichtung zwischen Zuchtgefäß und Kaltkopf, d. h. zwischen Zentralkörper und Targethalter, erwies sich im Experiment als technisch besonders herausfordernd. Grund hierfür ist der Anspruch über den gesamten experimentell genutzten Temperaturbereich, d. h. 4 K bis 300 K, eine insbesondere für Wasserstoff impermeable Dichtung herzustellen, die gleichzeitig im Vakuum geöffnet bzw. geschlossen werden kann. Außerdem sollte die Dichtung möglichst wiederverwendbar sein, um diese nicht nach jedem Zuchtvorgang ersetzen zu müssen; andernfalls würde jeder einzelne Targetzuchtversuch anschließend einen kompletten Temperaturzyklus von Tieftemperatur zu Raumtemperatur erfordern, allein um die Dichtung zu tauschen.

Herkömmliche Dichtungssysteme auf Basis von Gummidichtungen, wie sie in der Vakuumtechnik Anwendung finden, konnten aufgrund der Tieftemperaturanforderung nicht genutzt werden; die üblicherweise dazu genutzten Materialien auf Kautschukbasis ermöglichen zwar eine zuverlässige Dichtung bei Raumtemperatur, werden jedoch bei tiefen Temperaturen hart und spröde und verlieren damit ihre Dichtfähigkeit (Jousten 2013). In stationären Kryoaufbauten, wie sie z. B. für die Tieftemperaturteile von Beschleunigeranlagen wie LHC an CERN oder UNILAC bei GSI eingesetzt werden, verwendet man anstelle von Gummidichtungen daher Metalledichtringe, z. B. aus Kupfer. Diese sind hochgradig temperaturbeständig und dichten über viele Temperaturzyklen hinweg. Allerdings müssen diese Dichtungen fest verschraubt werden, da die hierbei zum Einsatz kommende Metall-Metall-Dichtung einen hohen Anpressdruck erfordert. Darüber hinaus können diese Metalledichtungen nur einmalig verwendet werden, d. h. dass sie nach jeder Öffnung der zu dichtenden Verbindung ausgetauscht werden müssen. Daher konnte auch diese Dichtungsmethode nicht direkt auf den verwendeten experimentellen Aufbau übertragen werden.

Um die Vorteile von leicht austauschbaren Gummidichtungen mit Tieftemperaturstabilität zu verbinden, wurden Dichtringe aus PTFE (Marquardt u. a. 2002) erprobt. Diese sind in einer Vielzahl von Größen kommerziell erhältlich und aufgrund der Materialeigenschaften von PTFE auch für den Einsatz bei tiefen Temperaturen geeignet; herstellerseitig bedeutet dies jedoch im Allgemeinen nur eine Freigabe bis etwa 200 K, d. h. der Temperatur von flüssigem Stickstoff, bei der normale Dichtringe bereit völlig spröde werden. Allerdings konnte im Experiment keine ausreichende Abdichtung zwischen Targethalter und Zentralkörper des Zuchtgefäßes erreicht werden, wodurch auch diese Dichtringvariante für das Projekt verworfen werden musste.

---

Somit musste für den experimentellen Aufbau eine speziell angepasste Dichtung entwickelt werden. Diese sollte die zuvor genannten Probleme durch Dichtfähigkeit bei tiefen Temperaturen und gleichzeitig mehrfache Verwendbarkeit beseitigen. Das Konzept beruht auf einer weichen Metalledichtung am Targethalter, die gegen einen harten Metallring am Zuchtgefäß gedrückt wird und damit abdichtet. Für den weichen Teil der Dichtung wurde Indium gewählt, da dieses bei Raumtemperatur mit wenig Kraftaufwand verformbar ist und zugleich selbst bei kryogenen Temperaturen noch eine Restflexibilität aufweist. (Jousten 2013)

Um die Geometrie der Indiumdichtung bestmöglich an den Targethalter anzupassen, wurde das Indium in die passende Form gegossen. Dies war aufgrund der für Metalle geringen Schmelztemperatur von 430 Kelvin (Stöcker 2005) mit einfachen Werkzeugen wie Heizplatten oder Heizluftgebläsen möglich. Die Form wurde durch eine entsprechende Vertiefung im Targethalter vorgegeben, in die bei Raumtemperatur eine geeignete Menge Indium in Drahtform eingelegt und anschließend erhitzt wurde, bis die Vertiefung formschlüssig mit flüssigem Indium benetzt war. Nach Erkalten konnte der Targethalter mit der Indiumdichtung für Experimente verwendet werden. Da die im Kryoaufbau verwendeten Temperatursensoren (vgl. Abschnitt 2.5.2) nicht gleichzeitig für hohe und tiefe Temperaturen geeignet sind, musste der Targethalter für das Aufbringen der Indiumdichtung ausgebaut werden; andernfalls hätten insbesondere die Cernox-Sensoren beim Aufschmelzen des Indiums Schaden nehmen können.

Um die Dichtung auf Seite des Zuchtgefäßes am Zentralkörper herzustellen, wurde an der dem Targethalter zugewandten Seite ebenfalls eine Vertiefung eingebracht, in die ein Schneidring aus Metall eingesetzt wurde. Dieser wurde aus Edelstahl gefertigt und war auf der einen Seite flach, um möglichst viel Auflagefläche gegenüber dem Zentralkörper zu haben, und auf der anderen Seite spitz zulaufend, um einen möglichst hohen Anpressdruck gegen die Indiumdichtung zu erzeugen. Die Verbindung zwischen Zentralkörper und Schneidring wurde mittels der zuvor genannten kryotauglichen Kleber hergestellt.

Mit diesem Dichtungskonzept war es möglich sowohl bei Raumtemperatur als auch bei den für die Verfestigung von Wasserstoff nötigen Temperaturen von weniger als 15 K eine gasdichte Verbindung zwischen Zuchtgefäß und Targethalter herzustellen. Aufgrund der Dicke der erzeugten Indiumdichtung von ca. 1 mm bis 2 mm konnte die Dichtung mehrfach verwendet werden, indem der Metallring jeweils so weit in das Indium eingedrückt wurde, bis die Verbindung gasdicht war; dies konnte entweder durch Evakuieren des Zuchtgefäßes bei Raumtemperatur oder durch Einlassen einer geringen Gasmenge bei tiefen Temperaturen überprüft werden. Auf diese Weise konnten Dichtungen erzeugt werden, die bis zu 30 Dichtzyklen überstanden und somit die Notwendigkeit des Austauschs gegenüber einer harten Metalledichtung deutlich reduziert haben.

Die Dichtfläche konnte durch sparsamen Auftrag von *Apiezon N* (M&I Materials Ltd. 2017), einem speziell für Kryonanwendungen konzipiertem Vakuumfett, weiter optimiert werden. Das Vakuumfett füllt dabei kleine Vertiefungen und erhöht über einen weiten Temperaturbereich die Adhäsion zwischen den beiden Dichtflächen. Da *Apiezon N* einen sehr niedrigen Dampfdruck von  $8 \times 10^{-10}$  mbar bei Raumtemperatur besitzt und bei Kryotemperaturen feinkristallin ausfriert, besteht keine Gefahr für eine Kontamination des Targets durch das Vakuumfett.

## LAPLAS-Aufbau

Für die Herstellung von kryogenen Wasserstofftargets in Laboratory Planetary Sciences (dt.: Labor-Planetologie) (LAPLAS)-Geometrie (siehe auch Abschnitt 2.1.4) wurde eine spezielle Kombination aus Targethalter und Zuchtgefäß konstruiert und am IKP erprobt. Im Gegensatz zu den für die lasergetriebene Teilchenbeschleunigung relevanten freitragenden kryogenen Wasserstofftargets in dünner Foliengeometrie erfordert die LAPLAS-Geometrie das Ausfüllen eines dünnen Bleizylinders mit kryogenem Wasserstoff. Hierzu wurden ein Targethalter mit Aufnahme für einen Bleizylinder und ein angepasstes Zuchtgefäß konstruiert, das fest mit dem Targethalter verschraubt wurde. Abbildung 3.10 zeigt den hierzu verwendeten Versuchsaufbau. Für den Einsatz in einem Experiment an einer Beschleunigeranlage wie UNILAC oder FAIR lässt sich der Aufbau analog zu dem Versuchsaufbau zur Herstellung von folienähnlichen Kryotargets für die lasergetriebene Teilchenbeschleunigung (siehe auch Abschnitt 3.1.2) auf ein verfahrbares Zuchtgefäß umbauen, um die Interaktion mit einem Laser- oder Teilchenstrahl zu ermöglichen. Der in Abb. 2.5 gezeigte Targetaufbau wurde mit verschiedenen Kunststofffüllungen bereits am Protonenmikroskop Proton Radiography for FAIR (dt.: Protonenradiographie für FAIR) (PRIOR) am GSI erfolgreich getestet (Lang 2015).

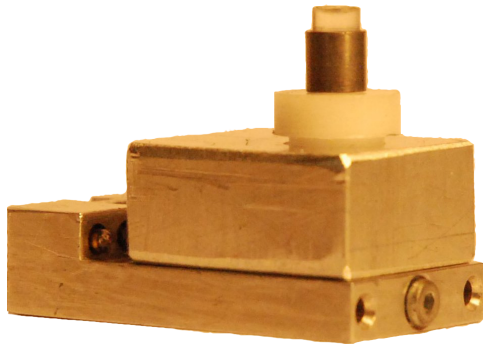
---

### 3.1.4 Messtechnik

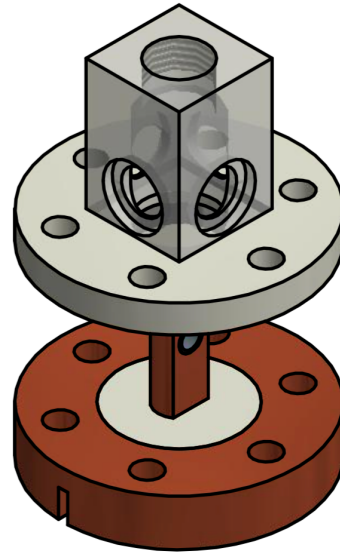
---

Ein Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit lag auf der Herstellung und Charakterisierung von dünnen, folienartigen Targets aus gefrorenem Wasserstoff. Dieses Vorhaben erfordert die Manipulation und Überwachung mehrerer

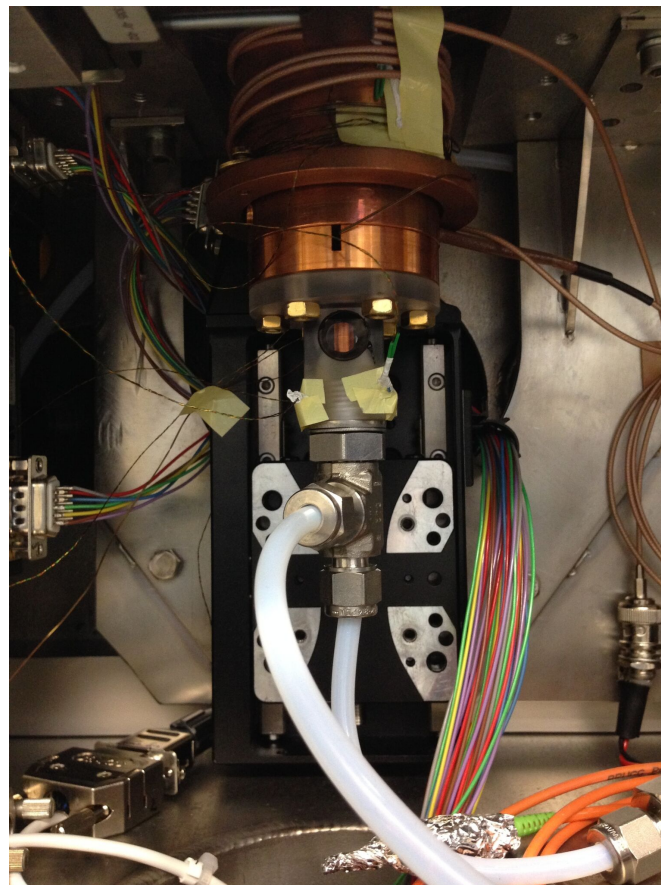




(1) LAPLAS-Target mit Plastikfüllung



(2) Targethalter und Zuchtgefäß



(3) Versuchsaufbau am IKP

**Abbildung 3.10:** Versuchsaufbau zur Herstellung von kryogenen Wasserstofftargets in LAPLAS-Geometrie. Die linke Abbildung zeigt ein LAPLAS-Bleitarget mit einer Plastikbefüllung, das am GSI für erste Experimente mit PRIOR eingesetzt wurde. Die mittlere Abbildung zeigt die technische Zeichnung des Targethalters mit Aufnahme für den LAPLAS-Bleizylinder sowie das auf dem Targethalter fest zu verschraubende Zuchtgefäß. Die rechte Abbildung zeigt die Realisierung der technischen Zeichnung im Versuchsaufbau am IKP. Der Targethalter wurde hierzu auf den Kaltkopf (unten im Bild) montiert und mit Temperatursensoren und Heizkapseln zur Einstellung der Zieltemperatur sowie einer Gaszuführung für Wasserstoff versehen.

---

Parameter, die wiederum unterschiedlichste Mess- und Kontrollsysteme benötigen: Temperatur- und Druckregelung für die Erzeugung des Targets sowie Messeinrichtungen zur Charakterisierung der erzeugten Targetstrukturen.

---

## Temperaturregelung

---

Die Herstellung kryogener Gastargets erfordert eine exakte Einstellung der Parameter Druck und Temperatur gemäß des Phasendiagramms des verwendeten Gases (siehe auch Abschnitt 2.2 und Abb. 2.6). Während das Erreichen tiefer Temperaturen mittels der zuvor beschriebenen Kryotechnik (vgl. Abschnitt 2.5 und Abschnitt 3.1.2) grundsätzlich möglich ist, erfordert die exakte Einstellung der Zieltemperatur zusätzliche Mess- und Regelinstrumente.

Die Temperatur ist neben dem Druck der zentrale Parameter bei der Herstellung kryogener Gastargets und muss daher möglichst genau bestimmt werden. Neben der hohen Genauigkeit sollten die im Versuchsaufbau verwendeten Temperatursensoren aufgrund der limitierten Platzverhältnisse innerhalb des Targethalters möglichst kompakte Abmessungen besitzen und einen großen Temperaturbereich abdecken, um die Anzahl der benötigten Sensoren gering zu halten.

### Cernox-Temperatursensoren

Wegen ihrer hohen Messgenauigkeit und geringen Reaktionszeit bei sehr tiefen Temperaturen wurden Temperatursensoren vom Typ *Cernox* der Firma *LakeShore* in der Bauform *CU-HT* im Experiment eingesetzt (Lake Shore Cryotronics, Inc. 2004; Lake Shore Cryotronics, Inc. 2017). Bei dieser Bauform ist der eigentliche Temperatursensor von einem vergoldeten Kupfergehäuse mit Bohrloch umgeben, das den Sensor vor mechanischem Stress schützt und zugleich eine leichte Befestigung durch Anschrauben ermöglicht.

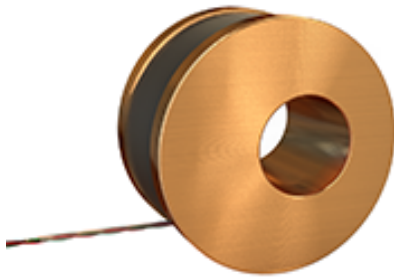
Diese Sensoren werden ab Werk individuell kalibriert und weisen eine hohe Genauigkeit von besser als 0,1 K über einen Temperaturbereich von 0,1 K bis 420 K (Lake Shore Cryotronics, Inc. 2004) auf, und sind aufgrund ihrer kompakten Bauform gut in den Versuchsaufbau zu integrieren. Die Sensoren wurden im Aufbau an verschiedenen Stellen eingesetzt, insbesondere zur Bestimmung der Temperatur möglichst nahe am Targethalter sowie am Kaltkopf, um neben dem Targetzuchtprozess auch den Abkühl- und Aufheizvorgang überwachen zu können. Abbildung 3.12 zeigt die im Experiment verwendete Bauform *CU* der *Cernox*-Sensoren sowie deren typischen Widerstandsverlauf, d. h. die tatsächliche Messgröße, in Abhängigkeit der Temperatur.

*Cernox*-Sensoren sind laut Hersteller auch unempfindlich gegenüber Strahlung, d. h. sowohl elektromagnetische als auch radioaktive Strahlung (Lake Shore Cryotronics, Inc. 2017). Dennoch hat sich in den späteren Experimenten an Höchstleistungslasersystemen (siehe auch Abschnitt 3.2 und Abschnitt 3.3) gezeigt, dass die Sensoren durch die bei der Plasmawechselwirkung (vgl. Abschnitt 2.1) entstehende Strahlung, z. B. harte Röntgenstrahlung und insbesondere electromagnetic pulse (dt.: elektromagnetischer Puls) (EMP), beeinträchtigt werden und dies zu einer fehlerhaften Messung bis hin zum Totalausfall führen kann. Da ein einzelner *Cernox*-Sensor u.a. aufgrund der individuellen Kalibrierung ca. 500€ kostet, wurden im Rahmen des Projekts auch kostengünstige alternative Temperatursensoren entwickelt und untersucht. Hierbei erwiesen sich Platin-basierte Temperatursensoren als tauglich, sofern diese ebenfalls individuell kalibriert wurden.

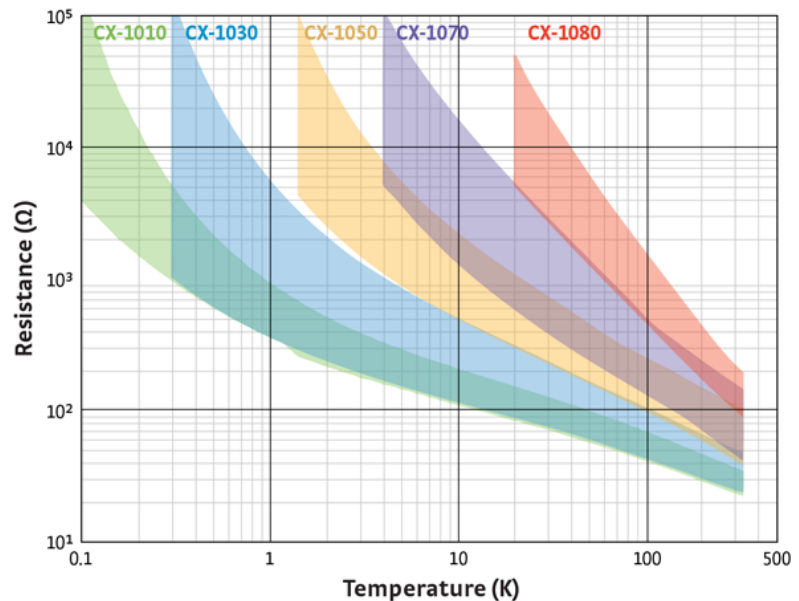
### Platin-Temperatursensoren

Die Konzeption, Herstellung und Erprobung geeigneter Temperatursensoren hat Herr Markus Hesse im Rahmen seiner Bachelor-Arbeit „Charakterisierung des thermischen Verhaltens eines Aufbaus zur Herstellung kryogener Targets“ (Hesse 2014) als Beitrag für das hier behandelte Projekt durchgeführt. Hierzu wurden kommerzielle Pt100-Temperatursensoren mit den Abmessungen 2 mm × 2 mm × 1 mm speziell an die Anforderungen des verwendeten Kryoaufbaus angepasst. Im ersten Schritt wurden die Pt100-Sensoren dazu in 11 mm lange Messingrohrstücke mit einem Durchmesser von 3 mm und einer Wandstärke von 0,45 mm eingesetzt und mit *Stycast 2850* (siehe auch Abschnitt 3.1.3) vergossen. Die Messinghülse und das eingesetzte Epoxidharz weisen hohe thermische Leitfähigkeiten auf und sind auch bei kryogenen Temperaturen mechanisch stabil (siehe auch Abschnitt 3.1.2). Um einen Kurzschluss der beiden Anschlussdrähte des Sensors zu verhindern, wurden diese mit einer Teflummantelung versehen. Mittels dieses Verfahrens konnte eine Kleinserie robuster und kostengünstiger (Materialkosten pro Stück ca. 20€) Pt100-basierter Temperatursensoren hergestellt werden, die aufgrund des gleichen Formfaktors einfach zu handhaben und untereinander austauschbar waren.





(1) Cernox-Temperatursensor

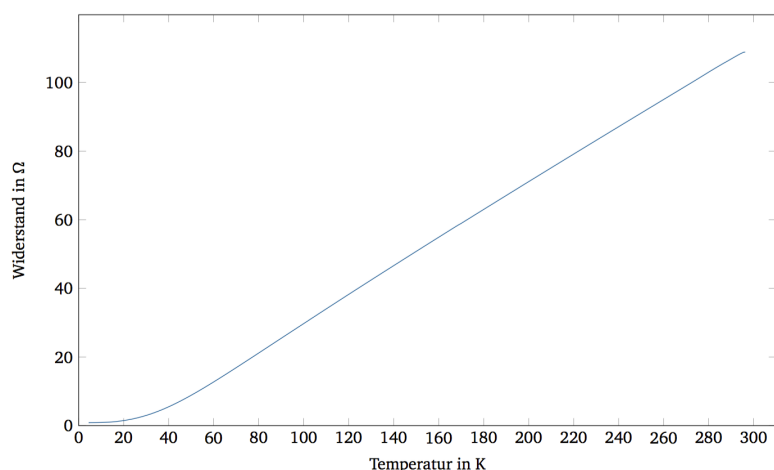


(2) elektrischer Widerstand in Abhängigkeit der Temperatur

**Abbildung 3.12:** Temperatursensoren vom Typ Cernox des Herstellers Lake Shore. Die hier abgebildete Bauform CU zeichnet sich durch eine geringe Größe von ca. 8 mm und ein robustes Kupfergehäuse aus. Im Inneren des Gehäuses befindet sich der eigentliche Temperatursensor aus Zirkoniumnitrid. Der Sensor und die Verbindungsdrähte sind mittels kryotauglichem Epoxidharz mit dem Gehäuse vergossen und thermisch geankert. Aufgrund ihrer hohen Messgenauigkeit und des weiten messbaren Temperaturbereichs von 0,1 K bis 420 K wurden diese Sensoren als Hauptdiagnostik in dem hier vorgestellten Projekt verwendet. Im Gegensatz zu Temperatursensoren auf Platinbasis weisen Cernox-Sensoren einen negativen Temperaturkoeffizienten auf, d. h. der elektrische Widerstand steigt mit abnehmender Temperatur. (Lake Shore Cryotronics, Inc. 2004; Lake Shore Cryotronics, Inc. 2017)



(1) Platintemperatursensor



(2) elektrischer Widerstand in Abhängigkeit der Temperatur

**Abbildung 3.14:** Aufbau und Widerstandsverlauf der im Rahmen des Projekts entwickelten Platintemperatursensoren. Kommerzielle Pt100-Sensorelemente wurden hierbei mittels Stycast 2850 in 11 mm langen Messinghülsen vergossen und die Anschlussdrähte mit Teflonschlauch isoliert. Anschließend wurden die Sensoren individuell kalibriert. Der typische Widerstandsverlauf eines solchen Sensors in Abhängigkeit der Temperatur ist in der rechten Abbildung dargestellt. (Hesse 2014)

---

Um die Messgenauigkeit der einzelnen Sensoren bei kryogenen Temperaturen gegenüber der Normkalibrierung (siehe auch Abschnitt 2.5.2) zu verbessern, wurden die einzelnen Sensoren gegen *Cernox*-Referenzsensoren mittels eines eigens dafür hergestellten Versuchsaufbaus kalibriert. Hierzu wurde eine eigene Kalibrieroutine programmiert und durch Simulationsrechnungen mittels *COMSOL* auf Plausibilität geprüft (siehe auch Abschnitt 2.6.3). Durch die individuelle Sensorkalibrierung konnte die Genauigkeit der Sensoren von 5 K auf ca. 0,1 K verbessert werden. Abbildung 3.14 zeigt die auf diese Weise von Herrn Markus Hesse hergestellten Platintemperatursensoren.

### Temperaturcontroller

Das Auslesen der Temperatursensoren erfolgte mittels eines Temperaturcontrollers vom Typ 336 der Firma *Lakeshore* (Lake Shore Cryotronics, Inc. 2012). Dieser ist für die Verwendung verschiedener kryotauglicher Temperatursensortypen vorkonfiguriert und ermöglicht den Betrieb von bis zu vier Sensoren gleichzeitig. Die Überwachung und Konfiguration des Temperaturcontrollers erfolgt dabei entweder direkt am Gerät oder über einen angeschlossenen Computer, z. B. mittels *LabVIEW*.

Da der verwendete Kaltkopf über keine eigene Leistungsregulierung verfügt, kann dieser nur mit voller Leistung betrieben oder ausgeschaltet werden. Somit wäre das Einstellen einer Solltemperatur nur über das gezielte Ausschalten des Kaltkopfes nach Erreichen der aufbauspezifischen Minimaltemperatur möglich, sodass sich der Aufbau aufgrund verschiedener Wärmetransportmechanismen (vgl. Abschnitt 2.3.1) anschließend erwärmen und sich die Zieltemperatur einstellen würde. Ebenso wäre unter diesen Bedingungen der Wärmetransport die einzige Möglichkeit den Aufbau nach Beendigung des Experiments oder für nötige Umbauten von kryogenen Temperaturen auf Raumtemperatur aufzuwärmen. Da dies jedes Mal mehrere Stunden Zeit in Anspruch nehmen würde, ist dieses Verfahren nicht praktikabel.

Stattdessen wurde im Kryoaufbau die Möglichkeit der gezielten Heizung durch geeignete Heizpatronen vorgesehen. Dabei handelt es sich um kompakte, zylindrisch ausgeführte Metallkapseln, in denen ein Material mit hohem elektrischen Widerstand eingebracht ist. Durch Anlegen einer äußeren Spannungen liegt an den Heizkapseln gemäß des ohmschen Gesetzes ein hoher Verluststrom an, der zum größten Teil in Wärmeenergie umgesetzt wird; man spricht daher auch von ohmschen Heizpatronen. Im Versuch wurden ein oder zwei Heizpatronen vom Typ *HTR-50* bzw. *HTR-25-100* der Firma *LakeShore* mit einer Heizleistung von je 50 W bzw. 100 W eingesetzt und im Targethalter verbaut. Eine der beiden Patronen wurde dabei in der Nähe des Targethalters, die andere nahe der Anschlussfläche zwischen Kaltkopf und Targethalteraufbau eingebaut. Dies ermöglicht zum einen das gezielte Einbringen von Wärmeenergie im Bereich des Targets zur Einstellung der benötigten Wasserstofftemperatur, zum anderen das Aufheizen des gesamten Targethalters sowie des Kaltkopfes auf Raumtemperatur nach Beendigung des Experiments.

Die Steuerung der Heizpatronen erfolgte ebenfalls über den Temperaturcontroller 336 von *LakeShore*, der hierzu ein geregeltes Netzteil mit insgesamt bis zu 150 W Ausgangsleistung integriert hat. Zusammen mit den Temperatursensoren und den Heizpatronen ermöglichte der Temperaturcontroller damit nicht nur die Temperaturüberwachung, sondern die gezielte Einstellung einer Soll-Temperatur. Hierzu wurde einer der Temperatursensoren als Referenz definiert und die Zieltemperatur vorgegeben. Der Temperaturcontroller regelt dann mittels einer frei konfigurierbaren PID-Regelung (vgl. Abschnitt 2.5.3) die Heizleistung der angeschlossenen Heizpatronen derart, dass er die Kühlleistung des Kaltkopfes möglichst synchron kompensiert, um die Zieltemperatur zu erreichen und stabil zu halten. Bei geeigneter Parameterwahl war die Temperaturregelung im verwendeten Versuchsaufbau bis auf ca. 0,1 K genau möglich und somit ausreichend, um unterschiedliche Temperaturpunkte gemäß des Phasendiagramms des jeweils verwendeten Gases ansteuern zu können.

---

### Druckregelung

---

Neben der in Abschnitt 3.1.1 beschriebenen Instrumente zur Erzeugung und Überwachung des den Kryoaufbau umgebenden Vakuums ist die Kontrolle des Targetgases, d. h. des gasförmigen Ausgangsstoffes, aus dem die kryogene Targetstruktur erzeugt werden soll, von zentraler Bedeutung für den Erfolg des Experiments. Zur Einstellung und Kontrolle des vorgesehenen Druckbereichs von 0 bar bis 1 bar (vgl. Abschnitt 2.2) wurde eine Kombination aus Druckminderer (siehe auch Abschnitt 3.1.3), Massenflussregelung (siehe auch Abschnitt 2.6.2) und Druckmesser in der Zuleitung zum Zuchtgefäß installiert.

Mittels des Massenflussreglers vom Typ *MF1* (MKS Instruments 2017) des Herstellers *MKS Instruments* konnte der Zufluss des Targetgases in das Kryosystem genau reguliert werden. Dieses Modell wurde speziell auf die Messung

---

und Regelung von kalibriert und mittels Universal Serial Bus (dt.: universeller serieller Bus) (USB)-Schnittstelle mit einem Messrechner verbunden und von dort aus gesteuert. Die Steuerung erfolgte über ein eigens programmiertes *LabVIEW*-Interface und ermöglichte neben dem Öffnen und Schließen des eingebauten Ventils die Einstellung der Flussrate in Bruchteilen von Standardkubikzentimeter pro Minute (sccm).

Die Zuleitung zwischen Massenflussregler und Absperrventil zum Zuchtgefäß diente gleichzeitig als Reservoir für das Targetgas. Über einen mit dem Reservoir verbundenen digitalen Druckmesser konnte der Druck innerhalb der Zuleitung überwacht und mittels des Massenflussreglers erhöht werden. Da das Reservoir über das Absperrventil direkt mit der Zuleitung in der Vakuumkammer und damit dem Zuchtgefäß verbunden war, konnte über den Druckmesser am Reservoir auch der resultierende Gesamtdruck im Targetgassystem und damit auch im Zuchtgefäß überwacht werden.

Um den Druck im Reservoir zu verringern, musste Gas aus dem Zuleitungssystem abgepumpt werden. Hierzu war eine Membranpumpe in das Schlauchsystem eingebaut, die über ein Nadelventil abgesperrt werden konnte. Gleichzeitig diente die Membranpumpe zum Evakuieren des Gassystems nach Umbauten, um möglicherweise in das Schlauchsystem eingeleitete Fremdgase, z. B. aus der Umgebungsluft zu entfernen. Außerdem konnte mittels der Membranpumpe auch die Dichtigkeit des Zuchtgefäßes bei Raumtemperatur und Normalbedingungen überprüft werden, indem das Zuchtgefäß verschlossen und die eingeschlossene Raumluft entweder abgepumpt oder während der Evakuierung der Targetkammer mittels Vakuumpumpen überprüft wurde. Konnte der Druck im Zuchtgefäß mittels Membranpumpe auf 0 bar gegenüber der Atmosphäre verringert bzw. der Druck der eingeschlossenen Raumluft konstant gehalten werden, so wurde dies als Indikation für eine funktionsfähige Dichtung gewertet.

---

### 3.1.5 Targetcharakterisierung

---

Neben der Untersuchung der Parameter für die Herstellung von dünnen kryogenen Gastargets war insbesondere auch die Charakterisierung der erzeugten Targetstrukturen Teil des in dieser Arbeit beschriebenen Projekts. Hierzu wurden zwei verschiedene Methoden eingesetzt: optische und kernphysikalische.

---

#### Optische Targetcharakterisierung

---

Eine genaue und fortwährende Prozessüberwachung war elementar für die erfolgreiche Herstellung kryogener Gastargets. Neben den zuvor genannten notwendigen Parametern Gas, Druck und Temperatur spielt insbesondere die Targetgeometrie, dabei vor allem die Dicke des Targets, eine entscheidende Rolle für die Verwendung in Laser-Materie-Wechselwirkungsexperimenten (vgl. Abschnitt 2.1). Um die Targetgeometrie während des Zuchtvorgangs überwachen zu können, wurden optische Instrumente eingesetzt: eine Videokamera und optische Sensoren.

#### Kamera

Die Videokamera diente der einfachen optischen Kontrolle des Zuchtvorgangs und ermöglichte zusammen mit der Druck- und Temperaturüberwachung die Beurteilung der Targetphase, d. h. ob das Targetgas gasförmig, flüssig oder fest vorliegt. Aufgrund der einfachen Bedienbarkeit und des guten Auflösungsvermögens wurde hierzu eine digitale Spiegelreflexkamera vom Typ *EOS 40D* des Herstellers *Canon* eingesetzt. Die Kamera wurde so außerhalb der Vakuumkammer montiert, dass diese durch geeignete Sichtfenster in der Seitenteilen der Vakuumkammer und im Zuchtgefäß den Targethalter und damit das Target sowohl während des Zuchtvorgangs als auch bei abgezogenem Zuchtgefäß aufnehmen konnte. Neben der dauerhaften Bilderfassung und -überwachung über einen angeschlossenen Computer konnten auch hochaufgelöste Einzelbilder sowie Videosequenzen aufgenommen werden.

Die Kamera konnte entweder mit frontaler oder seitlicher Sicht auf das Target außerhalb der Vakuumkammer montiert werden. Bei frontaler Montage konnte die Vorderseite und damit die Oberflächenstruktur sowie die laterale Ausdehnung des Targets beobachtet werden, bei seitlicher Ansicht war eine grobe Einschätzung der Dicke des Targets möglich, wobei die Dicke des Targethalters hier als optische Referenz dienen musste (vgl. Abschnitt 3.1.2). Die Dickencharakterisierung mittels Kamera ist jedoch nicht ausreichend genau, zumal die Seitenansicht keinen Rückschluss auf die räumliche Homogenität des Targets erlaubt, d. h. ob die Gesamtstruktur intakt ist oder sich z. B. einzelne Risse oder Löcher gebildet haben.

## Optische Sensoren

Um die Dicke und räumliche Homogenität des Targets besser charakterisieren zu können, wurden neben der Kamera noch zwei weitere optische Verfahren eingesetzt: Weißlichtinterferometrie (siehe auch Abschnitt 2.6.4) und chromatisch-konfokale Mikroskopie (siehe auch Abschnitt 2.6.4). Im Experiment wurde hierfür das System *CHROcodile S* des Herstellers *Precitec Optronik* eingesetzt (Precitec Optronik GmbH 2010). Dieses Gerät verbindet eine light emitting diode (dt.: lichtemittierende Diode) (LED)-basierte Lichtquelle mit einer Auswerteeinheit, an die verschiedene Sensoren, sog. Messköpfe, angeschlossen werden können.

Für die Dickenbestimmung des Targets wurde zunächst ein Weißlichtinterferometer-Messkopf vom Typ *RB 200 006* in einem vakuumkompatiblen Edelstahlgehäuse eingesetzt. Der Sensor hat einen Arbeitsabstand von 27 mm und sollte es damit erlauben innerhalb der Vakuumkammer so montiert werden zu können, dass er durch das Fenster des Zuchtgefäßes hindurch das kryogene Target vermessen kann. Der Messkopf verfügt über einen Messfleckdurchmesser von 40 µm mit einer lateralen Auflösung von 20 µm, einem Auflösungsvermögen von 10 nm entlang der Messachse, sowie einer numerischen Apertur von 0,09 (Precitec Optronik GmbH 2010). Im Versuch hat sich allerdings gezeigt, dass die vom Target reflektierte Lichtmenge zu gering war, um ein zuverlässiges Messergebnis zu erzielen. Dies liegt insbesondere in dem sehr kleinen Brechungsindex von gefrorenem Wasserstoff von 1,16 (Souers 1986) begründet, wodurch das Differenzsignal der beiden Targetgrenzflächen nur einen geringen Unterschied zum Referenzsignal der Lichtquelle aufweisen kann (vgl. Abschnitt 2.6.4) und somit in einem geringen signal to noise ratio (dt.: Signal-Rausch-Verhältnis) (SNR) resultiert.

Statt des Weißlichtinterferometers wurden daher in Folge chromatisch-konfokale Sensoren vom Typ *RB 200 003* eingesetzt. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt darin, dass hierbei nur das reflektierte Signal einer Grenzfläche ausgewertet wird, wodurch das Reflexionsvermögen der zweiten Grenzfläche für die Auswertung eine untergeordnete Rolle spielt (siehe auch Abschnitt 2.6.4). Der Messkopf verfügt über einen Messfleckdurchmesser von 4 µm mit einer lateralen Auflösung von 2 µm, einem Auflösungsvermögen von 20 nm entlang der Messachse, sowie einer numerischen Apertur von 0,5 (Precitec Optronik GmbH 2010). Aufgrund des geringeren Messabstands von nur 6,5 mm erforderte die Verwendung dieser Messköpfe die Konstruktion eines besonders schmalen Zuchtgefäßes, sodass das Target bei geschlossenem Zuchtgefäß im Messbereich des Sensors lag, ohne dass der Sensor mit dem Zuchtgefäß kollidierte (siehe auch Abschnitt 3.1.3). Im Gegensatz zum Weißlichtinterferometer kann nach dem chromatisch-konfokalen Messprinzip nicht direkt die Dicke des Targets, sondern der Abstand der Grenzfläche des Targets zum Sensor bestimmt werden. Um mithilfe eines einzigen chromatisch-konfokalen Sensors die Dicke bestimmen zu können, müssen folgende Annahmen erfüllt sein: 1. das Target formt sich symmetrisch um die Mittelachse des Targethalters, 2. der Abstand zwischen Sensor und Targetzentrum bleibt während der Messung konstant. Damit ist es möglich über die zeitaufgelöste Messung des Abstands zwischen Sensor und Target das Anwachsen des Targets und damit dessen Dicke zu bestimmen. Für das Verhältnis der Dicke des Targets  $d_{\text{Target}}$  zum gemessenen Abstand  $x$  in Abhängigkeit der Referenzfläche  $x_0$  gilt dann:

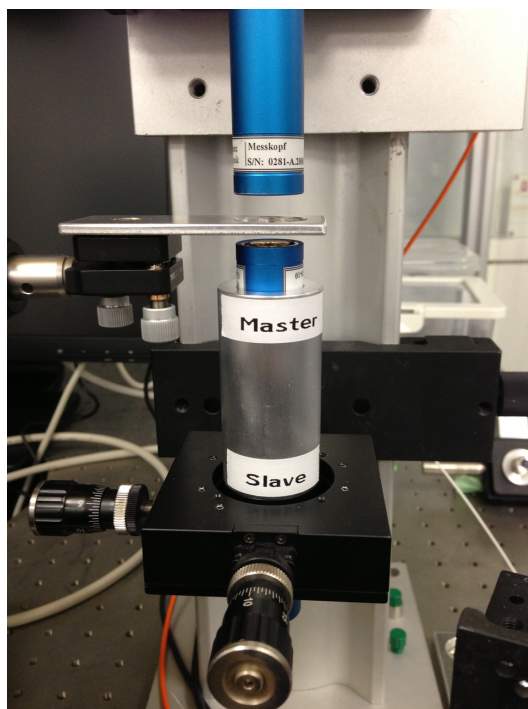
$$d_{\text{Target}} \approx 2 \times (x - x_0) \quad (3.1)$$

Somit ist es möglich mit einem chromatisch-konfokalen Sensor an einem Punkt des Targets dessen Dicke zu bestimmen (vgl. Abb. 2.12).

Die laterale Genauigkeit wird dabei von der Größe des Messflecks und der mechanischen Stabilität des Messaufbaus bestimmt. Während des Betriebs des Kaltkopfs kommt es zu Vibrationen (vgl. Abschnitt 2.5.1), die in einer Auslenkung entlang der Längsachse des Kaltkopfes von bis zu  $\pm 1$  mm resultieren. Die Abstands- bzw. Dickenmessung stellt in diesem Fall eine Mittelung über einen Streifen der Länge 1 mm und einer Breite, die dem Messfleck zzgl. der Vibrationsbewegung entlang der horizontalen Achse des Kaltkopfes entspricht, dar; die horizontale Vibrationsbewegung ist jedoch deutlich kleiner (weniger als 100 µm) und kann ggü. der vertikalen Vibrationsbewegung vernachlässigt werden.

Um den Sensor möglichst genau auf das Target ausrichten zu können, wurde dieser auf elektrisch verfahrbaren Lineartischen vom Typ *VT-80* des Herstellers *miCos* montiert, die eine Ausrichtung mit einer Genauigkeit von ca. 10 µm in jeder Raumrichtung ermöglichen (Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG 2017). Gleichzeitig erlaubt die Motorisierung des Sensors das Anfahren verschiedener Messpunkte auf der Targetoberfläche bzw. die Messung von Referenzflächen außerhalb des unmittelbaren Targetbereichs.

Die Bestimmung der Targetdicke kann grundsätzlich durch die Verwendung eines zweiten Sensors weiter optimiert werden. Hierzu muss der zweite Sensor auf einer Linie symmetrisch um das Target platziert werden, sodass beide



**Abbildung 3.15:** Testaufbau zur Verwendung von zwei chromatisch-konfokalen Sensoren zur Dickenbestimmung. Die beiden chromatisch-konfokalen Sensoren vom Typ *RB 200 031* des Herstellers *Precitec Optronik* (Precitec Optronik GmbH 2010) weisen einen Messabstand zum zu vermessenden Objekt von 4,5 mm auf. Befindet sich das Objekt im Messbereich, detektiert jeder Sensor das von der ihm nächsten Grenzfläche reflektierte Signal. Durch vorherige Kalibrierung und Synchronisation der Sensoren lässt sich aus den beiden einzelnen Messwerten die Dicke des dazwischen liegenden Objekts bestimmen. (Mertins 2013)

Sensoren den gleichen Messpunkt auf dem Target vermessen, jedoch von unterschiedlichen Seiten. Hierdurch kann die Ungenauigkeit der Messung mit nur einem Sensor, d. h. die Annahme, dass das Target eine symmetrische Geometrie aufweist, eliminiert werden. Allerdings ist es hierzu nötig die beiden Sensoren exakt aufeinander zu kalibrieren bzw. eine gemeinsame Referenz zu messen, anhand derer später die jeweiligen Abstände zum eigentlichen Target abgeleitet werden können. Die Software des *CHRocodile S* bietet für diesen Zweck die Möglichkeit zwei Ausleseeinheiten mit je einem Sensor zu koppeln und den vorher anhand eines Referenztargets bestimmten Abstand der beiden Sensoren zueinander in eine Dickeninformation eines dazwischenliegenden Targets umzurechnen. Abbildung 3.15 zeigt einen Versuchsaufbau zur Vermessung von Plastiktargeten und Kalibriermaßen, der zur Erprobung der Messmethodik zusammen mit Herrn Frank Mertins am IKP aufgebaut wurde (Mertins 2013).

---

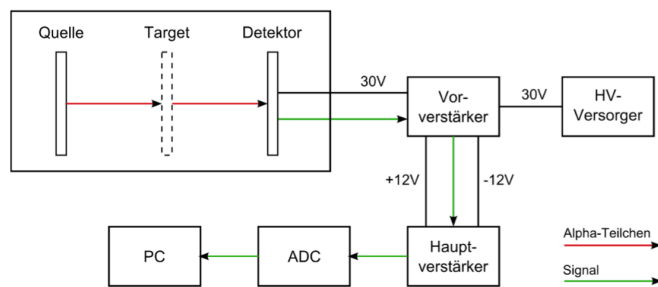
### Kernphysikalische Targetcharakterisierung

---

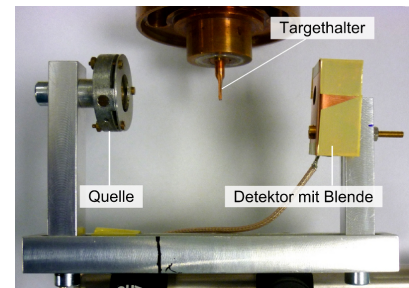
Neben der Charakterisierung der kryogenen Targetstrukturen mittels lichtoptischer Methoden wurde im Versuchsaufbau am IKP auch  $\alpha$ -Teilchen-Spektroskopie als kernphysikalische Methode (siehe auch Abschnitt 2.6.4) zur Bestimmung der Targetdicke erprobt. Der Aufbau des Versuchs und die Charakterisierung wurden von Frau Tina Ebert im Rahmen ihrer Bachelor-Arbeit „Spektroskopie mit Alphateilchen an kryogenen Wasserstoff-Targets“ (Ebert 2014) als Beitrag für das hier behandelte Projekt durchgeführt.

Der Versuchsaufbau bestand aus einer radioaktiven Quelle, einem Halbleiterdetektor und einer Auswerteeinheit, bestehend aus Spannungsversorgung, Vor- und Hauptverstärker sowie einem Analog-Digital-Wandler. Abbildung 3.17 zeigt den schematischen Aufbau des Experiments sowie einen Testaufbau zur Justage der Messgeometrie. Das Messprinzip beruht auf der Bestimmung des Energieverlusts der  $\alpha$ -Teilchen beim Durchqueren des Targets, der mit größerer Materialdicke und -dicke zunimmt (siehe auch Abschnitt 2.6.4). Als radioaktive Quelle für  $\alpha$ -Teilchen wurde eine Americiumquelle mit einer Aktivität von 15 kBq verwendet, der Halbleiterdetektor bestand aus einem Siliziumsperrschichtzähler, die Auswerteeinheit aus einem von der Elektronikwerkstatt des IKP gefertigten Vorverstärker, einem Hauptverstärker vom Typ 575A, einer Multi-Channel-Analyzer vom Typ *Easy-MCA 8k* sowie





(1) schematischer Aufbau



(2) Messaufbau

**Abbildung 3.17:** Messaufbau zur Targetdickenbestimmung mittels  $\alpha$ -Spektroskopie. Die linke Abbildung zeigt schematisch den Versuchsaufbau einschließlich der zur Auswertung des Messsignals benötigten Komponenten. Die rechte Abbildung zeigt den am IKP tatsächlich verwendeten Versuchsaufbau zur Vermessung der Dicke eines kryogenen Wasserstofftargets, bestehend aus einer Americium- $\alpha$ -Quelle und einem Siliziumsperrschichtzähler (siehe auch Abb. 4.3). (Ebert 2014)

einem Multi-Channel-Buffer vom Typ 928-MCB, jeweils hergestellt von ORTEC (AMETEK Inc. 2015). Die maximale Reichweite der  $\alpha$ -Teilchen mit einer Anfangsenergie von 5,486 keV, der häufigsten Zerfallsart in Americium, in gefrorenem Wasserstoff wurde mittels Simulationen in SRIM bestimmt. Für  $H_2$  ergibt sich bei einer angenommenen Dichte von  $0,086 \text{ g cm}^{-3}$  am Tripelpunkt ein Energieverlust  $\frac{dE}{dx}$  von  $9,1 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$ , für  $D_2$  bei einer angenommenen Dichte von  $0,197 \text{ g cm}^{-3}$  ein Energieverlust von  $10,5 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$  für  $\alpha$ -Teilchen mit einer Anfangsenergie von 5,486 keV. Die maximale Reichweite beträgt somit  $374 \mu\text{m}$  in  $H_2$  bzw.  $326 \mu\text{m}$  in  $D_2$  und ist ausreichend um den gewünschten Dickenbereich von  $2 \mu\text{m}$  bis  $100 \mu\text{m}$  zu vermessen (Ebert 2014). Um bei der gegebenen Aktivität der Quelle von 15 kBq und der Geometrie der verwendeten Targethalter eine ausreichende Anzahl von  $\alpha$ -Teilchen am Detektor nachweisen zu können, musste über ein Zeitintervall von ca. 60 s gemittelt werden.

### 3.1.6 Steuerungssoftware

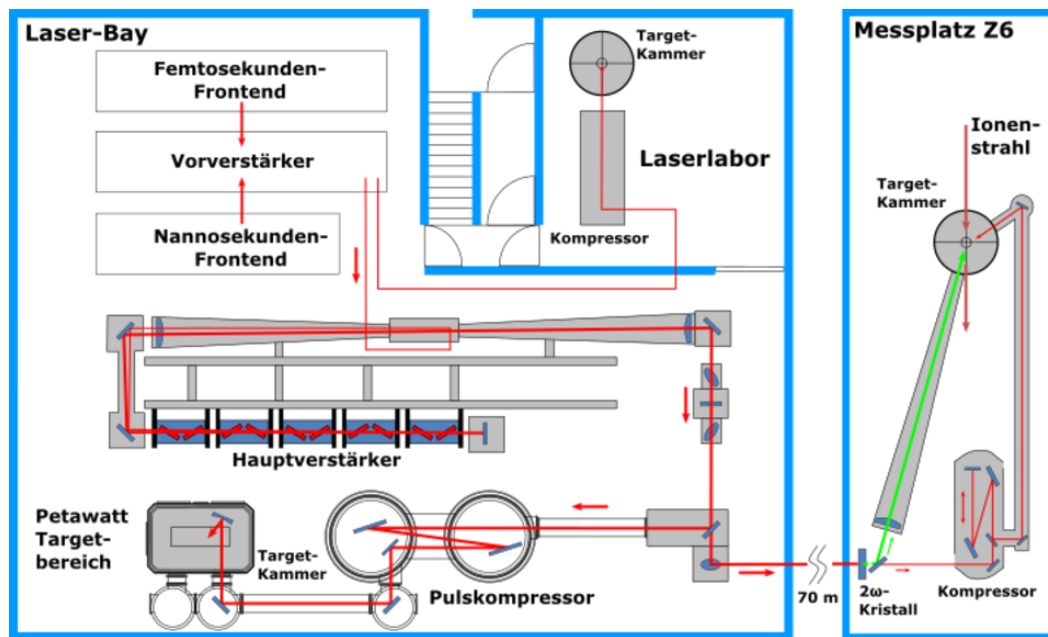
Die in den vorherigen Abschnitten beschriebenen Messeinrichtungen zur Kontrolle des Gases und der Temperatur des Versuchsaufbaus erforderten die Bedienung unterschiedlichster Geräte. Um die Bedienung und die Aufnahme von Messdaten zu vereinfachen, wurde im Rahmen des Projekts in Zusammenarbeit mit Alex Ortner und Robert Jaeger die LabVIEW-basierte (National Instruments Corporation 2017) Software *CryoControl* entwickelt. *CryoControl* greift über LabVIEW auf das Kamerasystem, den Temperaturcontroller, den Massenflussregler sowie elektrisch ansteuerbare Magnetventile zu und ermöglicht damit die Kontrolle und Überwachung aller wichtigen Targetparameter aus einer einzigen Bedienoberfläche heraus. Das Auslesen der Messdaten des *CHROcodile S*-Messsystems und die Konfiguration der zugehörigen Sensoren konnte im Rahmen des Projekts nicht in die Software integriert werden und musste daher unabhängig von *CryoControl* bedient werden.

## 3.2 PHELIX

Zwei von insgesamt drei Experimentkampagnen zur Untersuchung der Wechselwirkung zwischen kryogenen Wasserstofftargets und hochintensiven Laserstrahlen fanden am Lasersystem Petawatt High Energy Laser for Ion Experiments (PHELIX) bei GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung (GSI) statt. Die Experimente zur lasergetriebenen Ionenbeschleunigung wurden zusammen mit Herrn Florian Wagner aus der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. Markus Roth vom IKP durchgeführt und wurden in Teilen in (Wagner, Bedacht u. a. 2015; Wagner 2014) veröffentlicht.

Die erste Experimentkampagne fand im April 2013 statt und erstreckte sich über zwei Wochen. Sie stellte das erste Experiment mit kryogenen Targets an PHELIX dar und diente der Erprobung des Versuchsaufbaus. Die zweite Experimentkampagne fand im August 2013 statt und erstreckte sich über drei Wochen. Der kryogene Versuchsaufbau und die Messeinrichtungen wurden hierzu vom IKP zu GSI transportiert und an die Geometrie der Targetkammer, d. h. der zur Verfügung stehenden Vakuumkammer im Petawatt-Experimentierbereich des Lasersystems, angepasst. Der Aufbau entspricht daher im wesentlichen dem in Abschnitt 3.1 beschriebenen Setup, alle davon abweichenden bzw. zusätzlichen Einrichtungen sind im Folgenden beschrieben.





**Abbildung 3.18:** Schematischer Aufbau des Lasersystems Petawatt High Energy Laser for Ion Experiments (PHELIX) am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung (GSI). Die Abbildung zeigt den Verlauf der Laserkette von Frontend über Vorverstärker und Hauptverstärker bis zur finalen Strahlführung an die Messplätze Z6 und den *Petawatt-Targetbereich*. Die Experimente zur lasergetriebenen Ionenbeschleunigung im Rahmen des Projekts wurden im *Petawatt-Targetbereich* unter Verwendung des Femtosekunden-Frontends durchgeführt. (GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH 2017a)

### 3.2.1 Lasersystem

Bei PHELIX handelt es sich um ein gepulstes Höchstleistungssystem der Petawatt-Klasse mit einer Spitzenleistung von bis zu 0,5 PW und einer Maximalintensität von bis zu  $10^{21} \text{ W cm}^{-2}$  (Bagnoud u. a. 2010). Die Zentralwellenlänge der beiden Frontends liegt bei 1053 nm und damit im sog. „nahen Infrarotbereich“. Für die Konstruktion von PHELIX wurden Komponenten und Teile des Designs des NOVA Petawatt-Lasers des LLNL verwendet (Perry u. a. 1999). Das Lasersystem ermöglicht die Untersuchung der Wechselwirkung von intensiver Laserstrahlung mit Materie, darunter die Erzeugung von Plasmen und gerichteten Teilchenstrahlen (siehe auch Abschnitt 2.1) (Wagner, Bedacht u. a. 2015). PHELIX ist modular aufgebaut und besteht aus den für die Leistungsklasse üblichen Komponenten Frontend, Vorverstärker und Hauptverstärker. Die Erzeugung hochintensiver Laserpulse beruht dabei auf dem CPA-Verfahren (siehe auch Abschnitt 2.1.1) (Strickland u. a. 1985). Abbildung 3.18 zeigt den schematischen Aufbau des Lasersystems und der zugehörigen Experimentierplätze. Eine ausführliche Beschreibung des Lasersystems findet sich in (Bagnoud u. a. 2010).

#### Frontend

An PHELIX stehen zwei verschiedene Frontends zur Verfügung, die für unterschiedliche Experimente geeignet sind: das „Langpuls“-ns- und das „Kurzpuls“-fs-Frontend. Die Bezeichnungen beziehen sich hierbei auf die zeitliche Länge des erzeugten Laserpulses: 1 ns bis 10 ns aus dem ns-Frontend bzw. 500 fs bis 2000 fs aus dem fs-Frontend.

#### Kurzpuls-Frontend

Im Kurzpuls-Frontend werden mittels eines kommerziell erhältlichen Laseroszillators vom Typ *Mira* des Herstellers *Coherent* Laserpulse mit einer zeitlichen Länge von 100 fs und einer Energie pro Puls von ca. 4 nJ mit einer Wiederholrate von 76 MHz erzeugt. Diese extrem kurzen Laserpulse werden anschließend für das CPA-Verfahren mittels optischer Gitter zeitlich gestreckt und in zwei regenerative Laserverstärker aus mit Titan dotiertes Saphirglas (Ti:Sa) eingespeist. Das Lasersystem hat an dieser Stelle eine Wiederholrate von 10 Hz bei Pulsenergien von typischerweise 30 mJ. Dies entspricht einer Verstärkung von  $30 \times 10^{-6} : 4 \times 10^{-9} \sim 7500$ .

---

Mittels ultraschneller optischer Schalter, sog. *Pockels-Zellen*, lässt sich am Ausgang des Kurzpuls-Frontends im normalen Betrieb ein SNR von mehr als 60 dB erreichen. Dieses SNR, auch als zeitlicher Kontrast bezeichnet, lässt sich durch Implementierung eines ultrafast optical parametric amplifier (dt.: ultraschneller optisch-parametrischer Verstärker) (uOPA)-Moduls in das Frontend weiter verbessern und bis zu einem Maximalniveau von  $10^{11}$  (110 dB), d. h. zwischen einem amplified spontaneous emission (dt.: verstärkte Spontanemission) (ASE)-Niveau von  $4 \times 10^{-7}$  bis  $6 \times 10^{-12}$ , nahezu frei einstellen (Wagner, João u. a. 2013). Ein besonders hohes Kontrastniveau kann für die lasergetriebene Teilchenbeschleunigung von Vorteil sein, da hierdurch die Erzeugung eines Plasmas auf der Oberfläche des Targets vor dem Eintreffen des Laserhauptpulses vermieden werden kann (siehe auch Abschnitt 2.1.3) (Wagner 2014). Die Entwicklung des uOPA fand parallel zu dem in dieser Arbeit vorgestellten Projekt im Rahmen der Dissertation „Kontrolle des zeitlichen Kontrastes am Lasersystem PHELIX“ (Wagner 2014) von Herrn Florian Wagner statt. Im Rahmen der Strahlzeiten zur Verwendung kryogener Targets an PHELIX wurde ebenfalls der Einsatz des uOPA getestet und das System erprobt.

### Langpuls-Frontend

Das Langpuls-Frontend besteht aus einem Faserlasersystem des Herstellers *Photline*, aufgebaut aus einer Dauerstrichlaserquelle, einem Faserverstärker, sowie je einem akustooptischen und einem Intensitätsmodulator. Der Intensitätsmodulator ist an einen frei konfigurierbaren Signalgenerator angeschlossen und ermöglicht somit die Erzeugung beliebiger zeitlicher Laserpulsformen. Die Ausgangslaserpulse aus dem Fasersystem mit einer Energie von bis zu 10 nJ können mit einer Wiederholrate von 0,5 Hz in einen blitzlampengepumpten regenerativen mit Neodym dotiertes Glas (Nd:Glas)-Ringverstärker eingekoppelt und dort auf bis zu 20 mJ verstärkt werden.

Die zeitlich längeren Pulse des Langpuls-Frontends ermöglichen eine Verstärkung auf eine Gesamtenergie von bis zu 1 kJ über die vollständige Laserverstärkerkette (Frontend, Vor- und Hauptverstärker) und erreichen damit eine Maximalintensität von bis zu  $10^{16} \text{ W cm}^{-2}$  auf dem Target. Dieses Energie- und Intensitätsniveau ist besonders geeignet für Experimente zur Untersuchung von WDM oder für Fusions-relevante Fragestellungen. Für die lasergetriebene Teilchenbeschleunigung sind nach heutigem Kenntnisstand höhere Maximalintensitäten auf dem Target von Vorteil (siehe auch Abschnitt 2.1.3). Daher wurde für alle im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente das Kurzpuls-Frontend von PHELIX verwendet.

---

### Vorverstärker

---

Der Vorverstärker des PHELIX besteht aus zwei einzelnen Nd:Glas-Verstärkern, die mittels Blitzlampen gepumpt werden und vom zu verstärkenden Laserstrahl doppelt durchlaufen werden. Der Laserstrahl kann aus einem der beiden Frontends eingekoppelt und mittels Teleskopen räumlich auf 70 mm aufgeweitet werden, um die Energie des verstärkten Laserpulses auf mehr Fläche zu verteilen und somit unterhalb der Zerstörschwelle des Lasermaterials zu operieren. Über den Vorverstärker wird ein Verstärkungsfaktor von bis zu 600 erzielt; ein einzelner Laserpuls erreicht damit eine Energie von bis zu 8 J (Kurzpuls) bzw. 15 Joule (Langpuls). Zur Optimierung der Wellenfront und damit der Strahlqualität wird ein verformbarer Spiegel eingesetzt. Durch den Verstärkungsprozess erhitzt sich das Lasermaterial im Vorverstärker, wodurch sich aufgrund thermisch bedingter Geometrieänderungen die Strahlqualität verschlechtert. Für eine gleichbleibende Strahlqualität ist daher eine Abkühlzeit von etwa 3 min zwischen zwei Vorverstärkerschüssen erforderlich.

---

### Hauptverstärker

---

Der Hauptverstärker besteht aus fünf Nd:Glas-Verstärkerköpfen, die wie die Vorverstärker von Blitzlampen gepumpt werden und doppelt durchlaufen werden. Im Hauptverstärker wird der Laserstrahl typischerweise auf einen Durchmesser von 28 cm aufgeweitet und bis zu 100-fach verstärkt. Somit erreicht der Laserpuls eine Maximalenergie von bis zu 250 J (Kurzpuls) bzw. 1000 J (Langpuls). Mit der Pulslänge des Ausgangspulses des jeweils verwendeten Frontends von 500 fs bzw. 10 ns sind somit Spitzenleistungen von bis zu 500 TW bzw. 0,1 TW möglich. Analog zum Verhalten des Vorverstärkers benötigt auch der Hauptverstärker eine Abkühlzeit zwischen zwei Schüssen um eine gute Strahlqualität zu gewährleisten. Die Abkühlzeit beträgt ca. 90 min, wodurch an einem Experimenttag über 24 h maximal 16 Laserschüsse bei voller Energie möglich sind.

---

## Experimentierplatz

---

Nach dem Hauptverstärker kann der Laserstrahl an verschiedene Experimentplätze innerhalb von GSI geleitet werden: den *Petawatt-Targetbereich* und den Messplatz Z6. Der Petawatt-Targetbereich bietet die größte Vakuumkammer (sog. Targetkammer) und ist für Experimente mit Maximalintensitäten und damit verbundene Sekundärstrahlungen strahlungssicher ausgelegt. Der Messplatz Z6 ermöglicht die weltweit einmalige kombinierte Nutzung eines hochintensiven Laserstrahls aus PHELIX zusammen mit einem Schwerionenstrahl aus der Beschleunigeranlage UNILAC. Darüber hinaus bietet der Messplatz Z6 einen separaten Laserkompressor für Experimente zur lasergetriebenen Teilchenbeschleunigung mit anschließender Einkopplung in eine eigene Strahlführung (engl.: beamline) im Rahmen des *LIGHT*-Projekts (Burris-Mog u. a. 2011; Busold, Almomani u. a. 2014; Busold 2014).

Die im Rahmen des vorgestellten Projekts durchgeführten Experimente wurden bei größtmöglicher Strahlintensität im Petawatt-Targetbereich durchgeführt. Hierzu wird der Laserstrahl nach dem Hauptverstärker mittels eines optischen Kompressors auf nahezu die zeitliche Ursprungslänge von ca. 500 fs komprimiert und zum Experimentierplatz geleitet. Da es für die bei PHELIX auftretenden Laserintensitäten keine transmissiven formenden Optiken gibt, muss mit reflektiven Optiken gearbeitet werden, um den Laserstrahl nach dem Kompressor von einem Durchmesser von 28 cm (vgl. Abschnitt 3.2.1) auf einen Durchmesser im Bereich von wenigen  $\mu\text{m}$  zu fokussieren. Hierzu wurde als finale Optik ein Parabolspiegel aus Kupfer mit einer Brennweite von 40 cm und einer f-Zahl von 1,7 verwendet, der bei der Laserwellenlänge von 1053 nm einen minimalen Fokusbereich von 1,3  $\mu\text{m}$  [full width at half maximum (dt.: Halbwertsbreite) (FWHM)] und damit Maximalintensitäten im Laserfokus von bis zu  $10^{21} \text{ W cm}^{-2}$  ermöglicht.

Abbildung 3.20 zeigt schematisch den Versuchsaufbau innerhalb der Targetkammer. Die Targetkammer im Petawatt-Targetbereich ist auf Beinen montiert und bietet damit die Möglichkeit von jeder Seite Instrumente und Diagnostiken einzusetzen. Somit konnte der am IKP verwendete Aufbau, bei dem der Kaltkopf von unten an die Vakuumkammer montiert wurde, mit wenigen Änderungen an die Targetkammer bei PHELIX adaptiert werden.

---

### 3.2.2 Kryoaufbau

---

Der für die Experimentkampagne an PHELIX verwendete Kryoaufbau entsprach bis auf wenige Veränderungen dem am IKP erprobten Aufbau (vgl. Abschnitt 3.1.2). Die notwendigen Änderungen sind im Folgenden beschrieben.

---

#### Targethalter

---

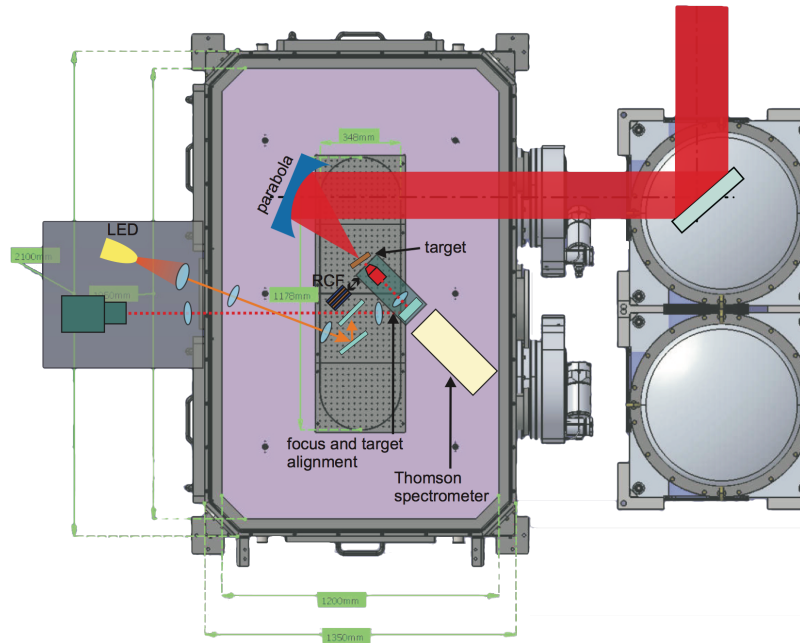
Da die Position des Kaltkopfes über den fest verbundenen Flansch definiert wird, musste der Kryoaufbau auf dem Kaltkopf gegenüber dem Aufbau am IKP verlängert werden, um das Target auf die Strahlebene des Laserstrahls zu bringen. Hierzu wurden Abstandsstücke aus Kupfer zwischen Kaltkopf und Targethalter eingebaut, die über durchgängige Bohrungen mittels Messinggewindestangen mit dem Targethalter und dem Kaltkopf verschraubt wurden. Abbildung 3.21 zeigt den in die Targetkammer eingebauten Kaltkopf und den darauf montierten Targethalter.

---

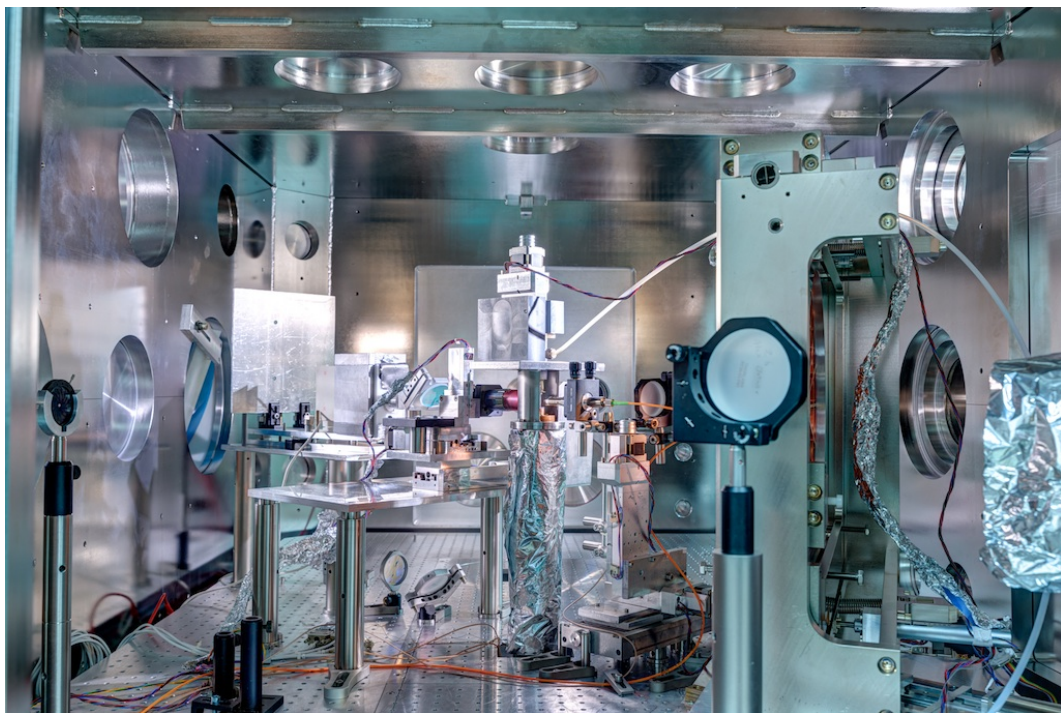
#### Targets

---

Die Experimentkampagne an PHELIX hatte die experimentelle Erprobung des lasergetriebenen Beschleunigungsmechanismus BOA zum Ziel. Hierzu sollten neben kryogenen Wasserstofftargets auch Targetstrukturen aus Plastik bzw. Kombinationen daraus eingesetzt werden. Um den gleichzeitigen Einsatz verschiedener Targetstrukturen innerhalb des Kryoaufbaus zu ermöglichen, wurden Targeteinsätze hergestellt, auf denen entweder Wasserstoff direkt aufgefroren, oder eine Plastikfolie auf einer dünnen Kupferträgerfolie mittels kryotauglichem Vakuumsfett (*Apiezon N*) befestigt werden konnte. Diese Targetgeometrie ermöglichte den einfachen Wechsel zwischen leicht handhabbaren und gut im Voraus charakterisierten Plastiktargets sowie kryogenen Targets, ohne den gesamten Aufbau verändern zu müssen. Gleichzeitig konnten die Plastiktargets im Aufbau ebenfalls gekühlt und damit als Trägermaterial für kryogenen Wasserstoff verwendet werden. Da der Targeteinsatz bei der Interaktion mit dem Laser durch das dabei entstehende Plasma zerstört wird, musste für jeden Laserschuss ein eigener Targeteinsatz gefertigt werden; insgesamt wurden 40 Targeteinsätze für das Experiment vorbereitet. Abbildung 3.22 zeigt eine Auswahl verschiedener in der Experimentkampagne eingesetzten Targeteinsätze.



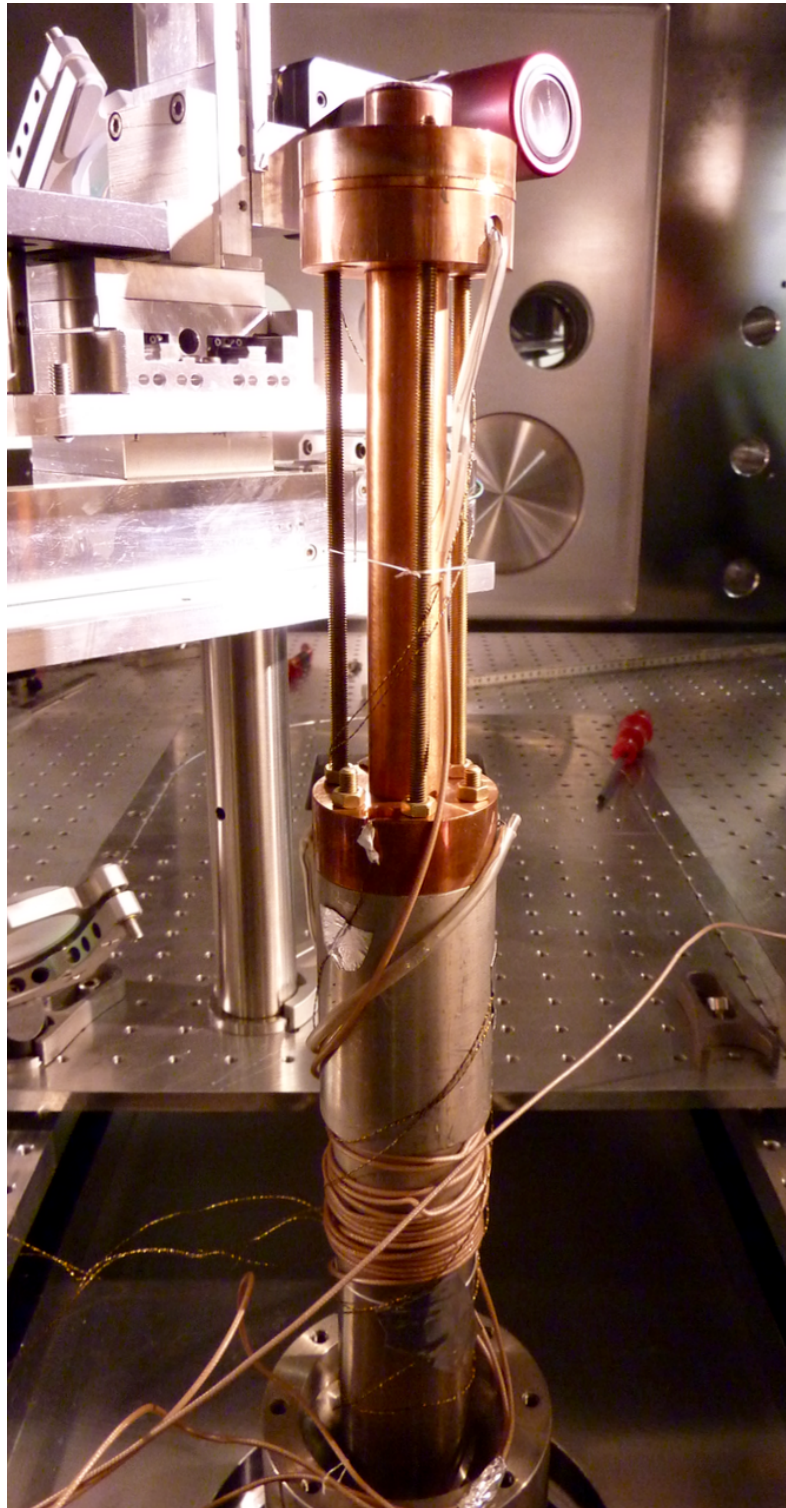
(1) schematischer Aufbau des Experiments im Petawatt-Experimentierbereich an PHELIX



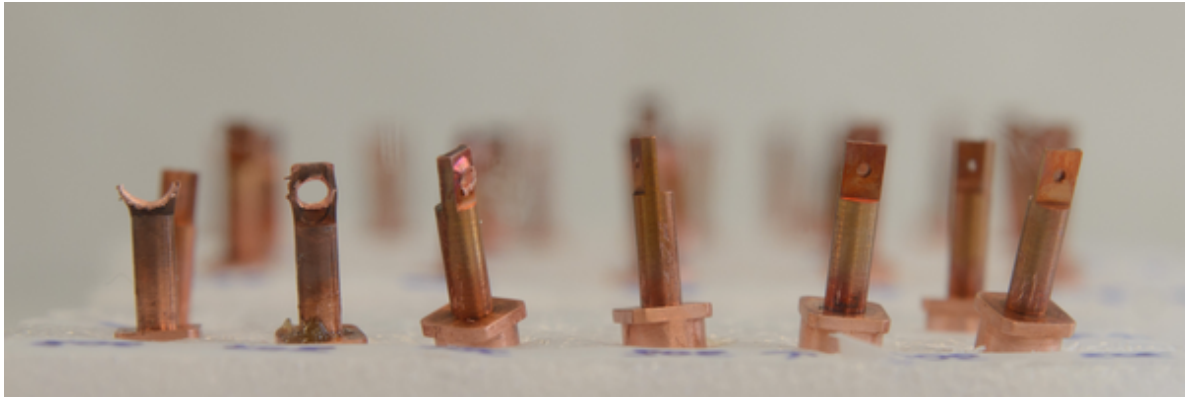
(2) Messaufbau innerhalb der Petawatt-Targetkammer an PHELIX

**Abbildung 3.20:** Versuchsaufbau der Experimentkampagne an PHELIX zur lasergetriebenen Ionenbeschleunigung. Die schematische Zeichnung zeigt aus der Vogelperspektive die Laserstrahlführung mit Fokussierung mittels Fokussierparabel, sowie die relativen Positionen von Target, RCF-Stapel, Thomson-Parabel-Spektrometer und Fokusdiagnostik in der Targetkammer. Die untere Abbildung entspricht der Perspektive von der Nordseite der schematischen Zeichnung. Abgebildet sind (von rechts nach links) die Fokussierparabel, der chromatisch-konfokale Sensor, der Kryoaufbau inkl. Hitzeschild, Superisolationsfolie (unten) und Zuchtgefäß nebst Motorisierung (oben), Fokusdiagnostik, Thomson-Parabel-Spektrometer mit Metallschirm zur Befestigung der IP. Im ersten Teil der Experimentkampagne wurden die Targets unter einem Winkel von  $10^\circ$  zum Laserstrahl einjustiert, im zweiten Teil unter einem Winkel von  $0^\circ$ . Eine detaillierte Darstellung des Targetaufbaus findet sich in Abb. 3.21 und 3.26.





**Abbildung 3.21:** Kryoaufbau innerhalb der Targetkammer des PHELIX-Lasersystems. Der Kaltkopf wurde von unten an die Vakuumkammer angeflanscht. Der untere Lochkranz stellt die Verbindung zur ersten Stufe des Kaltkopfs her und diente zur Befestigung des Hitzeschilds (nicht im Bild). Auf der zweiten Stufe des Kaltkopfes wurde der Targethalter mit Verlängerung montiert. In den großen Kupferplatten am Fuß und am Kopf der Verlängerung wurden die Heizkapseln, in der unteren Adapterplatte und im Targethalter die Temperatursensoren eingebaut. Die Kabel der Heizkapseln und Temperatursensoren wurden zwecks thermischer Ankerung um die erste Stufe des Kaltkopfes gewickelt und so an dessen Temperatur angeglichen.



**Abbildung 3.22:** Verschiedene in der Experimentkampagne an PHELIX verwendete Targeteinsätze. Die Targeteinsätze auf der linken Seite wurden zuvor im Experiment eingesetzt und weisen starke Beschädigungen durch die Interaktion mit dem Laser bzw. dem erzeugten Plasma auf; aufgrund der hohen Temperaturen ist das Kupfer an dieser Stelle geschmolzen. Die Targeteinsätze auf der rechten Seite sind noch unbenutzt und für die Erzeugung freitragender Wasserstofftargets vorgesehen. Sie bestehen aus einem aus dem vollen gefrästen Kupfergrundkörper mit einer Bohrung, in der im Experiment der Wasserstoff aufgefroren wird.

### Kryogene Targets

Für die Erzeugung von reinen kryogenen Wasserstofftargets wurden Targeteinsätze aus Kupfer mit verschiedenen Geometrien hergestellt; das Grunddesign orientierte sich hierbei an den am IKP erprobten Targethaltergeometrien (siehe auch Abschnitt 3.1). Dabei wurde in den oberen Teil der vollkupfernen Targeteinsätze eine Bohrung mit einem Durchmesser von 0,2 mm bis 1 mm eingebracht, die im Experiment mit kryogenem Wasserstoff gefüllt werden sollte. Die Targethalter wurden jeweils aus einem einzigen Stück sauerstoffarmen Kupfers hergestellt, um trotz der geringen Dimensionen eine gute Wärmeleitung und damit eine möglichst geringe Endtemperatur zu erreichen, die unter dem Gefrierpunkt von Wasserstoff (siehe auch Abschnitt 2.2) liegen musste. Zusätzlich wurden Targeteinsätze mit einem flach ausgeführten oberen Ende konstruiert, auf das Kupferfolien mit einer 0,5 mm großen Bohrung mittels *Apiezon N* Vakuumfett befestigt wurden. Als Targetgas wurden Wasserstoff und Deuterium der Reinheitsklasse 5,5 verwendet (siehe auch Abschnitt 3.1.3).

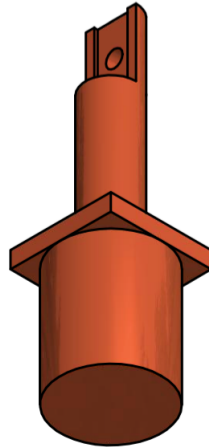
Die Herstellung der kryogenen Targets erfolgte im laufenden Experiment unmittelbar vor der Interaktion mit dem Laser, da es aufgrund der nötigen Tieftemperaturen keine Möglichkeit gibt die gewünschten Targetstrukturen mit Dicken im Bereich von wenigen  $\mu\text{m}$  vorab herzustellen, zu lagern und in das Experiment extern zu integrieren; hierdurch unterscheiden sich kryogene Targets grundsätzlich von den üblicherweise in Laser-Materie-Wechselwirkungsexperimenten eingesetzten Folientargets aus Metall oder Plastik. Die grundsätzliche Vorgehensweise entspricht dem am IKP erprobten Vorgehen (vgl. Abschnitt 4.1.1).

Da der Targeteinsatz durch das bei der Interaktion mit dem Laser entstehende Plasma aufgrund der hohen freigesetzten Energie zerstört wird, musste der Einsatz nach jedem Laserschuss ausgewechselt werden. Hierzu musste der gesamte Kryoaufbau zunächst von Tieftemperatur auf Raumtemperatur erwärmt und die Vakuumkammer belüftet werden, ehe Umbauten am Targethalter möglich waren. Die Durchführung eines einzelnen Interaktionsexperiments mit kryogenen Targets benötigte daher 3,5 h bis 5 h. Dabei entfielen durchschnittlich 10 min auf den Einbau und die Ausrichtung des Targethalters sowie den Austausch der Diagnostiken (RCF-Stapel und IP des Thomson-Parabel-Spektrometers), 90 min auf das Evakuieren der Targetkammer und Herunterkühlen des Kryoaufbaus, 30 min bis 60 min auf die Herstellung und Charakterisierung des Targets, 15 min auf die Durchführung des Hochenergielaserschusses und 60 min auf das Warmfahren des Kryoaufbaus inkl. Belüften der Targetkammer. Somit war innerhalb der normalen Betriebsschichten von PHELIX die Durchführung von maximal zwei Experimenten mit kryogenen Targets pro Tag möglich.

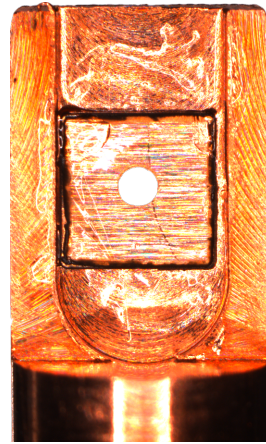
### Plastiktargets

Neben der grundsätzlichen Erprobung der lasergetriebenen Ionenbeschleunigung mittels kryogener Wasserstofftargets wurde im Rahmen der Experimentkampagne auch die Beschleunigung nach dem BOA-Mechanismus mit konventionellen Targetstrukturen untersucht. Hierzu wurden von Frau Alexandra Tebartz im Rahmen Ihrer Masterarbeit „Entwicklung von dünnen Polymerfolien zur Laser-Ionenbeschleunigung an PHELIX“ (Tebartz 2014)





(1) technische Zeichnung des Targeteinsatzes



(2) Kupferträgerfolie mit TPX-Folie

**Abbildung 3.24:** Targeteinsatz für die Verwendung von Plastiktargets. Die beiden Abbildungen zeigen die in der Experimentkampagne an PHELIX verwendeten Targeteinsätze mit aufgeklebter Plastikfolie (TPX). Der Targeteinsatz hat einen Grundkörper mit 6 mm Durchmesser, der den Kontakt zum Targethalter herstellt. Nach oben verjüngt sich der Targeteinsatz auf 3 mm und endet in einem Flachstück, auf das eine gelochte Kupferfolie mit einer Kantenlänge von 1,5 mm mit darauf aufgebrachter Plastikfolie montiert ist. Die Verbindung zwischen Kupferfolie und Targethalter erfolgt mittels kryotauglichem Vakuumfett (*Apiezon N*), das eine ausreichende Adhäsionswirkung aufweist.

Polymerfolien aus Polymethylpenten (Handelsname *TPX*) mit Dicken im Bereich von  $0,1\ \mu\text{m}$  bis  $1,5\ \mu\text{m}$  im Targetlabor des IKP hergestellt und charakterisiert. Polymethylpenten besitzt ein hohes Verhältnis von Wasserstoff zu Kohlenstoff von 2 : 1 und ist damit insbesondere als Targetmaterial zur Protonenbeschleunigung geeignet.

Die dünnen Plastikfolien wurden nach der Herstellung mittels Spin-Coating-Verfahren auf eine dünne Kupferfolie aufgebracht, in die zuvor mittels Laser Löcher mit einem Durchmesser von  $700\ \mu\text{m}$  geschnitten wurden. Anschließend wurden die kombinierten Kupfer-Plastik-Folien auf kleine Quadrate mit einer Kantenlänge von 1,5 mm ebenfalls mit dem Laser zurecht geschnitten. Diese Folien konnten abschließend mittels *Apiezon N* Vakuumfett auf das flache obere Ende der dafür vorbereiteten Targeteinsätze aufgeklebt werden. In den Targeteinsätzen war eine Bohrung mit einem Durchmesser von 1 mm vorgesehen, über der die Kupferfolie konzentrisch angebracht wurde. Die effektive Targetgröße entsprach somit der mit Plastikfolie überdeckten Bohrung in der Kupferträgerfolie mit einem Durchmesser von 0,7 mm. Die Anhaftung der Plastikfolie auf der Kupferträgerfolie erfolgte aufgrund des geringen Gewichts der nm dünnen Plastikfolien allein aufgrund von Adhäsion an der Kupferoberfläche ohne Zugabe von Klebstoffen. Neben der erhöhten Stabilität durch die Steifigkeit der Kupferträgerfolie sorgte diese für den thermischen Kontakt zum Kupfer des Targeteinsatzes, um den Folienaufbau für kombinierte Targetgeometrien aus Plastik und kryogenem Wasserstoff abkühlen zu können.

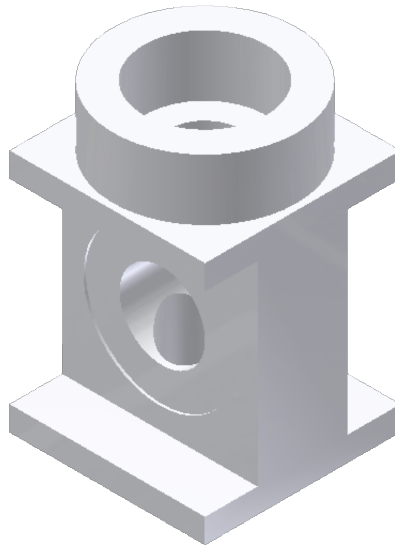
---

### Hitzeschild

---

Der im Vergleich zum Versuchsaufbau am IKP verlängerte Targethalteraufbau (siehe auch Abschnitte 3.1.2 und 3.2.2) erforderte eine andere Konstruktion des Hitzeschildes (vgl. Abschnitt 3.1.2), da der am IKP verwendete Schild für den Aufbau an PHELIX zu kurz war. Daher wurde ein neues zweiteiliges Hitzeschild aus Edelstahl angefertigt, bei dem der obere Teil im Gegensatz zu der am IKP verwendeten Konstruktion ebenfalls fest mit dem unteren Teil verbunden war und somit das ganze Hitzeschild aktiv über die erste Stufe des Kaltkopfes gekühlt wurde.

Da der obere Teil des Hitzeschildes nicht verfahrbar war, wurden passende Aussparungen für die Diagnostiken und den Laserstrahl in der Konstruktion berücksichtigt, sodass die Front- und die Rückseite des Targets nicht vom Strahlungsschild verdeckt wurden. Dabei musste darauf geachtet werden, dass ein durch die Laser-Materie-Wechselwirkung erzeugter Ionenstrahl einen Öffnungswinkel von bis zu  $45^\circ$  besitzt und somit bei einer zu klein gewählten rückseitigen Öffnung vom Hitzeschild geblockt werden würde; diese geometrische Einschränkung wird durch die Wahl eines Lasereinfallswinkels von mehr als  $0^\circ$  relativ zur Targetoberflächennormalen bei Ausnutzung



**Abbildung 3.25:** In der Experimentkampagne an PHELIX verwendetes Zuchtgefäß. Das Zuchtgefäß wurde in der mechanischen Werkstatt des IKP aus einem Stück Polycarbonat gefräst. Die Grundform weist eine Kantenlänge von 16 mm auf. In der Mitte wurde das Zuchtgefäß auf 7,4 mm verjüngt, um eine Vermessung des Targets im Inneren des Zuchtgefäßes durch die chromatisch-konfokalen Sensoren mit einem Messabstand von 5 mm zum Target zu ermöglichen. Die versenkten seitlichen Öffnungen wurden dazu mit Fenstern optischer Güte versehen. Oben wurde das Zuchtgefäß mit dem Grundkörper aus Kunststoff verklebt, der die Verbindung zum Gassystem herstellte (siehe auch Abb. 3.8). In die untere Grundplatte wurde ein Schneidring aus Edelstahl eingeklebt, der zusammen mit der Indiumdichtung auf dem Targethalter das Gasvolumen im Zuchtgefäß gegen das umgebende Vakuum abdichtete.

des BOA-Mechanismus (siehe auch Abschnitt 2.1.3) weiter verstärkt, da die Ionenstrahlrichtung an die Laserrichtung gekoppelt ist.

---

### Temperatursensoren

---

Zur Überwachung der Temperatur des Kryoaufbaus wurden vier *Cernox*-Sensoren (siehe auch Abschnitt 3.1.4) gleichzeitig eingesetzt: zwei zur Überwachung der Targettemperatur und zwei zur Überwachung der Kaltkopf-temperatur. Die beiden Sensoren zur Überwachung der Targettemperatur wurden unterhalb des Targethalters montiert, die Sensoren zur Überwachung der Kaltkopf-temperatur im unteren Teil des Targethalteraufbaus in direkter Nähe zum Kaltkopf. Die Sensoren wurden jeweils doppelt verbaut, um eine redundante Messung des kritischen Parameters Temperatur und damit eine Fortführung des Experiments selbst bei Ausfall jeweils eines Sensors zu gewährleisten.

---

### Zuchtgefäß

---

Für die Experimentkampagne an PHELIX wurde ein Zuchtgefäß konstruiert, das auf der Vorder- und Rückseite des Targets möglichst schmal ausgeführt wurde, sodass beide Seiten des Targets im Fokusbereich je eines chromatisch-konfokalen Sensors positioniert werden konnten (siehe auch Abschnitt 2.6.4). Dieses Zuchtgefäß wurde zuvor am IKP erprobt und die Targetdickenbestimmung mittels der chromatisch-konfokalen Sensoren erfolgreich getestet (siehe auch Abschnitt 4.1.2). Abbildung 3.25 zeigt eine schematische Darstellung des verwendeten Zuchtgefäßes.

---

### 3.2.3 Diagnostiken

---

Neben den in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Diagnostiken des Kryoaufbaus wurden für die Experimente zur laserge-triebenen Ionenbeschleunigung noch weitere Messinstrumente für die Justage des Lasers, die Charakterisierung des Targets und die Bestimmung des räumlichen und energetischen Spektrums des erzeugten Ionenstrahls benötigt.

Zur optimalen Ausnutzung der zur Verfügung stehenden Laserleistung ist eine exakte Justage des Lasers auf dem Target erforderlich. Hierzu wurde von Herrn Florian Wagner ein Fokusjustagesystem für PHELIX entwickelt (Wagner 2014), das auch in der hier beschriebenen Experimentkampagne verwendet wurde. Das System besteht aus einem Mikroskopobjektiv vom Typ *Mitutoyo 20× Plan Apo NIR Infinity-Corrected Objective* mit einem Arbeitsabstand von 20 mm und einer numerischen Apertur (NA) von 0,4, drei Linsen mit Brennweiten von 10 cm, 30 cm bzw. 50 cm, einer Kamera und einer Lichtquelle zur Beleuchtung des Targets.

Das Mikroskopobjektiv erzeugt zusammen mit der kurzbrennweitigen Bikonvexlinse ein 10-fach vergrößertes Zwischenbild des Laserfokus, das über die beiden anderen als Kepler-Teleskop aufgebauten Linsen mit einer zusätzlichen Vergrößerung von 1,7 auf die Kamera abgebildet wird. Zur Justage des Laserfokus sind das Mikroskopobjektiv und die Bikonvexlinse auf einem motorisierten Lineartisch montiert und werden solange verfahren, bis der Laserfokus bestmöglich in der Kamera abgebildet wird. Anschließend wird der Laserfokus über die Strahlführung des PHELIX-Lasersystems und dabei insbesondere die finale Kupferparabel optimiert.

Nach erfolgreicher Laserfokuso Optimierung wird die Position des Targets so eingestellt, dass es bei unveränderter Einstellung des Fokusjustagesystems ebenfalls bestmöglich abgebildet wird. Hierzu wurden die verwendeten transparenten Plastiktargets von der Rückseite mit einer LED beleuchtet, die die gleiche Wellenlänge wie das PHELIX-Lasersystem (1053 nm) aufwies, um Ungenauigkeiten aufgrund von wellenlängenabhängigen dispersiven Effekten zu vermeiden. Bei guter Abbildung des Targets war dieses somit optimal auf die Position des Laserfokus einjustiert. Dieses Vorgehen konnte für die Justage der in Vorexperimenten ebenfalls verwendeten Festkörpertargets aus Plastik angewendet werden, da der hierfür verwendete Targethalter elektrisch verfahrbar war. Hierbei konnte eine Justagegenauigkeit von etwa 5  $\mu\text{m}$  erzielt werden, die im Bereich der Rayleighlänge der Strahlführung von 3,7  $\mu\text{m}$  liegt.

Der Kryoaufbau erlaubte aufgrund der festen Verschraubung des Kaltkopfes über einen Flansch der Targetkammer keine Feinjustage der Targetposition. Daher musste für die Justage des Laserfokus auf die Position der kryogenen Wasserstofftargets zunächst die Position des Targethalters bestimmt werden und anschließend der Laserfokus auf diese Position optimiert werden. Da sich die Position des Targethalters und damit der kryogenen Targets relativ zur Vakuumkammer aufgrund thermischer Wärmeausdehnung beim Abkühlen des Systems änderte (siehe auch Abschnitt 2.4.2), musste die Fokusjustage nach Erreichen der Zieltemperatur erfolgen. Um eine Verzögerung des Ablaufs nach erfolgreicher Erzeugung und Charakterisierung des Targets zu vermeiden, wurde die Fokusjustage direkt vor Beginn des Targetzuchtvorgangs durchgeführt; dies war insbesondere bei den Versuchen mit kombinierten Targetstrukturen aus Plastikfolie und kryogenem Wasserstoff möglich, da hierbei die Position der Plastikfolie als Referenz für die Targetposition verwendet werden konnte.

Für die Experimente mit kryogenen Targets ohne Trägerstruktur musste der Laserfokus kurz vor Abgabe des finalen Hochenergieschusses direkt nach der Erzeugung des Targets auf dieses einjustiert werden. Hierzu wurde der Laserfokus des Frontends auf die Schärfeebene des Targets einjustiert, das gleichzeitig von der Infrarot-LED oder direkt durch das PHELIX-Frontend beleuchtet wurde. Dieses Verfahren konnte nicht zu lange durchgeführt werden, da ein Wärmeeintrag durch die infrarote Strahlung auf das Target und damit eine Veränderung der Targetstruktur nicht ausgeschlossen werden konnte. Dadurch war die Justage der kryogenen Targets mit größeren Ungenauigkeiten verbunden, als die zuvor beschriebene Justage der transparenten Plastiktargets.

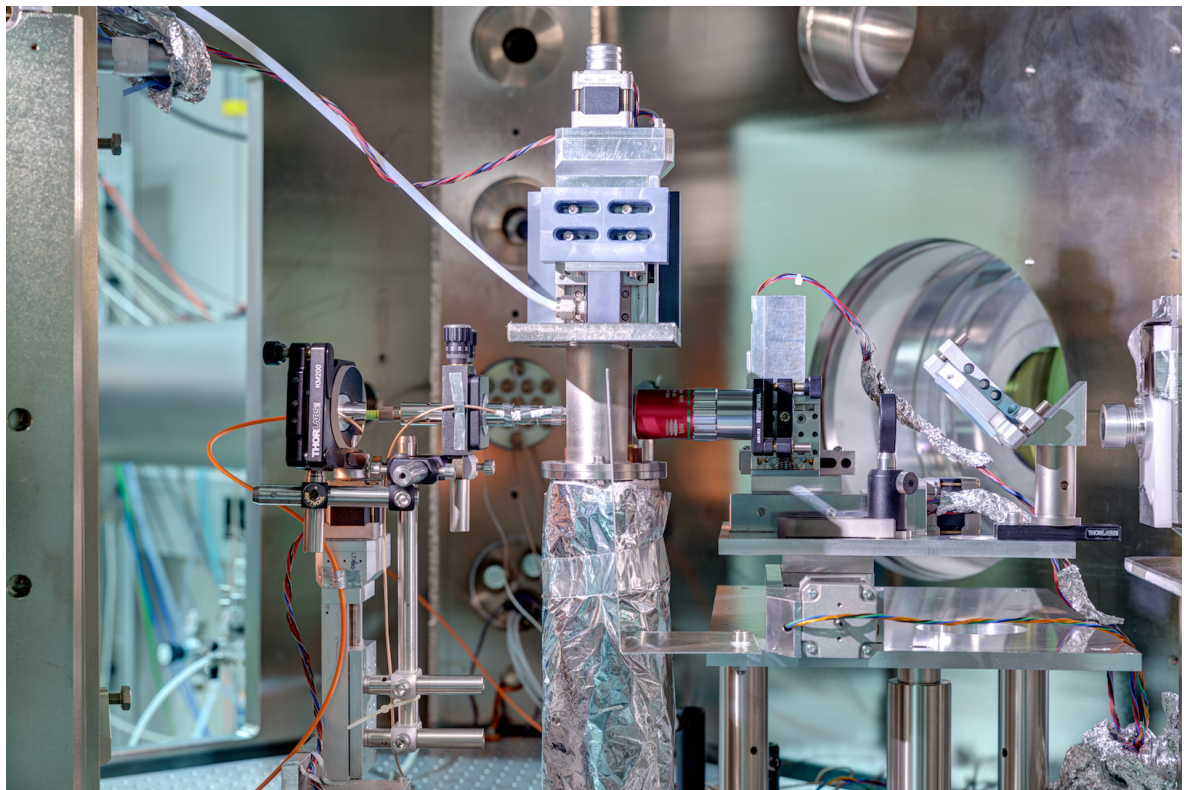
---

## Targetdiagnostik

---

Neben der Fokusdiagnostik, die eine genaue Justage des Laserfokus auf die Targetoberfläche ermöglichte, wurde im Experiment ein chromatisch konfokaler Sensor vom Typ *RB 200 450* zusammen mit der Auswerteeinheit *CHRocodile S* der Firma *Precitec* zur Bestimmung der Targetdicke der erzeugten kryogenen Targets eingesetzt (siehe auch Abschnitte 2.6.4 und 3.1.5). Der chromatisch konfokale Sensor wurde hierzu auf Kombination von in drei Achsen ( $x, y, z$ ) verfahrbaren Lineartischen montiert und zu Beginn des jeweiligen Experiments so eingestellt, dass die Oberfläche des Kryotargethalters im Arbeitsbereich des chromatisch konfokalen Sensors lag; bei Versuchen mit Plastiktargets mit darauf aufgefrorener Wasserstoffschicht wurde der Sensor entsprechend auf die Oberfläche des Plastiktargets einjustiert. Abbildung 3.26 zeigt den Aufbau während der Experimentkampagne im August 2013.

Die Position des Sensors und der vom Sensor gemessene Abstandswert zur Target- bzw. Targethalteroberfläche wurden notiert und als Referenzwert für die Bestimmung der Targetdicke genutzt. Der Sensor wurde dabei so



**Abbildung 3.26:** In der Experimentkampagne an PHELIX verwendete Targetdiagnostik. In der Bildmitte sind der Targetaufbau mit Hitzeschild, Superisulationsfolie und die Motorisierung des Zuchtgefäßes abgebildet. Auf der linken Seite befand sich der chromatisch-konfokale Sensor, der über eine Kombination motorisierter Lineartische in allen drei Raumrichtungen verfahrbar war. Die Verbindung zur Ausleseeinheit erfolgte über eine Glasfaser. Auf der rechten Seite befand sich das Objektiv der Fokusdiagnostik, das ebenfalls verfahrbar ausgelegt war und an dessen Position während der Laser-Materie-Interaktion der RCF-Stapel gefahren wurde.



---

montiert, dass sein Fahrweg parallel bzw. senkrecht zur Oberfläche des Targets ausgerichtet war. Dies ermöglichte die Überprüfung der Rotation des Targets, die  $10^\circ$  (erste Experimente im April 2013) bzw.  $0^\circ$  (Experimente im August 2013) gegenüber der Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls betragen sollte (vgl. Abb. 3.18), um erzeugte Ionenstrahlen mit einer Ausbreitungsrichtung entlang der Laserachse von Ionenstrahlen entlang der Targetnormalen räumlich trennen zu können bzw. einen maximalen Energieübertrag im Rahmen des BOA-Mechanismus zu gewährleisten (siehe auch Abschnitt 2.1.3).

Zur Bestimmung der Targetdicke wurde der chromatisch konfokale Sensor auf die bei Experimentbeginn festgelegte Referenzposition gefahren und an dieser Position erneut der Abstand zur Target- bzw. Targethalteroberfläche mit dem Sensor gemessen. Durch das Auffrieren des Wasserstoffs entsprach der nun gemessene Abstand nicht mehr dem zuvor gemessenen Referenzwert, sondern dem Abstand der Targetoberfläche zum Sensor. Aus der Differenz dieser beiden Messwerte konnte die Dicke des erzeugten Targets bestimmt werden. Hierbei musste die Annahme getroffen werden, dass der Wasserstoff symmetrisch um den zuvor bestimmten Referenzpunkt aufgefroren war, sodass die tatsächliche Dicke des kryogenen Targets dem Doppelten des ermittelten Referenzwertes entsprach, da das Target nur von einer Seite gemessen werden konnte.

Neben der prinzipbedingten Messunsicherheit durch die einseitige Messung des Targets kommt noch die Unsicherheit in der Verfahrensgenauigkeit des Sensors. Die einzelnen verwendeten Lineartische sind mit einer Wiederholgenauigkeit von ca.  $10\text{ }\mu\text{m}$  spezifiziert. Ein weiterer Unsicherheitsfaktor in der Positionsbestimmung war die mechanische Stabilität des Aufbaus, die zu Schwingungen und damit ebenfalls zu einem Fehler in der Wiederholgenauigkeit führte. Um den Einfluss dieser Unsicherheiten auf das Messergebnis zu minimieren, wurde bei der Bestimmung der Targetdicke nicht nur ein einzelner Referenzpunkt angefahren, sondern mehrere, der Geometrie des Targethalters entsprechend, z. B. die Ränder der Bohrung für den kryogenen Wasserstoff im Targeteinsatz bzw. die Kanten der Plastikfolie. Hierdurch konnte der Fehler bei der Dickenbestimmung auf die Größenordnung des Fehlers der Verfahrensgenauigkeit der Lineartische begrenzt werden. Zusammen mit der einseitigen Messung des Targets ergibt sich somit eine prinzipbedingte Messunsicherheit von ca.  $\pm 20\text{ }\mu\text{m}$  bei der Bestimmung der Targetdicke; die Unsicherheit des chromatischen Sensors selbst liegt unter  $1\text{ }\mu\text{m}$  und kann hierbei vernachlässigt werden.

Zusätzlich zu der Messunsicherheit aufgrund des Sensoraufbaus ergab sich eine weitere Messunsicherheit aufgrund der zeitlichen Abfolge des Experiments. Um die thermischen Bedingungen bei der Bestimmung der Targetdicke möglichst konstant zu halten, wurden sämtliche Messungen nach Erzeugen der Targetstruktur bei noch geschlossenem Zuchtgefäß durchgeführt. Da der Sensor für die jeweilige Messung in den Strahlengang des Lasersystems gefahren werden musste, musste der Sensor vor Abfeuern des Hochenergieschusses aus dem Strahlengang herausgefahren und gleichzeitig das Zuchtgefäß entfernt werden, um die direkte Interaktion des Lasers mit der Targetstruktur zu gewährleisten und das Zuchtgefäß nicht zu zerstören. Zusammen mit der finalen Justage des PHELIX-Gesamtsystems vergingen somit zwischen 5 min bis 20 min zwischen der Dickenbestimmung des Targets und dem Abfeuern des Hochenergieschusses; das Zuchtgefäß wurde dabei ferngesteuert ca. 1 min vor dem Abfeuern des Laserpulses aus dem Strahlengang entfernt. Dadurch kann keine Aussage darüber getroffen werden, welche exakte Geometrie die kryogenen Targets zum Zeitpunkt des Auftreffens des Laserpulses auf die Targetoberfläche aufgewiesen haben. Es ist denkbar, dass durch Aufwärmen des Targets aufgrund von äußerer Wärmestrahlung oder Sublimation und daraus folgender warmer Gasteilchen die Targetdicke während der Interaktion mit dem Laser geringer war als die zuvor gemessene Targetdicke. Ebenso kann nicht ausgeschlossen werden, dass in der Zwischenzeit Fremdgase in der Targetkammer auf der Targetoberfläche resublimiert sind und damit die Targetoberfläche und deren Zusammensetzung verändert haben. Somit kann die tatsächliche Messunsicherheit bei der Bestimmung der Targetdicke des gefrorenen Wasserstoffs nur auf 50 % bis 100 % des Messwertes abgeschätzt werden.

---

## Ionenstrahldiagnostik

---

Zur Charakterisierung der durch die Laser-Target-Wechselwirkung erzeugten Ionenstrahlen wurde je ein RCF-Stapel und ein Thomson-Parabel-Spektrometer verwendet. Die Präparation und Auswertung der RCF-Stapel wurde von Frau Stephanie Geschwind im Rahmen ihrer Bachelor-Arbeit „Auswertung radiochromatischer Filme zur Spektrenbestimmung laserbeschleunigter Protonen“ (Geschwind 2014) als Beitrag für das hier beschriebene Projekt geleistet, während Herr Viktor Schanz im Rahmen seiner Bachelor-Arbeit „Untersuchung von laserbeschleunigten Ionen mit einer Thomson-Parabel“ (Schanz 2013) das Thomson-Parabel-Spektrometer für die Experimente aufgebaut, betreut und die aufgenommenen Daten ausgewertet hat.



Al 15	Ni 125	Ni 50	HD-V2 8,7	Ni 100	Ni 50	HD-V2 12,9	Ni 100	Ni 100	HD-V2 17,1	Ni 125	Ni 50	HD-V2 20,2	Cu 300	HD-V2 24,5	Cu 200	MD-V2 27,6	Cu 300	MD-V2 31,5
Cu 200	Cu 150	Cu 150	MD-V2 36,9	Cu 200	Cu 150	EBT-3 40,5	Cu 200	Cu 150	Cu 150	EBT-3 44,9	Cu 200	Cu 150	Cu 150	EBT-3 49,1	Cu 200	Cu 150	EBT-3 51,9	Cu 100
Cu 150	EBT-3 54,0	Cu 200	Cu 200	EBT-3 57,0	Cu 1000	Cu 1000	EBT-3 69,3											

**Abbildung 3.27:** In der Experimentenkampagne an PHELIX verwendete RCF-Stapelkonfiguration. Die einzelnen Blöcke repräsentieren die einzelnen im RCF-Stapel verwendeten Folien. Das chemische Symbol bezeichnet das verwendete Material, die nebenstehende Zahl die Dicke in  $\mu\text{m}$ . Die grau hervorgehobenen Blöcke kennzeichnen die Position der verwendeten RCF-Filme und die Energie der Ionen, die in dieser Folie völlig gestoppt werden. (Geschwind 2014)

### Radiochromatische Filme

Als Hauptdiagnostik zur Charakterisierung des erzeugten Ionenstrahls wurden Stapel aus RCF eingesetzt (siehe auch Abschnitt 2.6.5). Die Stapel wurden aus radiochromatischen Filmen der Typen *GAFCHROMIC HD-V2*, *MD-V2* und *EBT3* des Herstellers *Ashland* sowie Metallfolien aus Kupfer oder Nickel mit Dicken von  $100\text{ }\mu\text{m}$  bis  $500\text{ }\mu\text{m}$  zusammengesetzt. Die genaue Schichtreihenfolge wurde zuvor mit einem in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Markus Roth am IKP entwickelten Simulationsroutine (Nürnberg u. a. 2009) so berechnet, dass Protonen mit einer Maximalenergie von bis zu  $70\text{ MeV}$  mit einer Energieauflösung von ca.  $5\text{ MeV}$  in einem Stapel von maximal 15 RCFs aufgelöst werden konnten. Der RCF-Stapel mit einer Detektionsfläche von  $6 \times 6\text{ cm}^2$  wurde im Experiment in einem speziell dafür konstruierten Halter in einem Abstand von  $5\text{ cm}$  hinter dem Target entlang der Laserstrahlrichtung montiert. In die Mitte des RCF-Stapels wurde ein Loch mit einem Durchmesser von ca.  $4\text{ mm}$  gebohrt, damit Ionen auf der Laserachse den RCF-Stapel ungestört passieren und vom ebenfalls eingesetzten Thomson-Parabel-Spektrometer detektiert werden konnten.

Nach der Bestrahlung wurden die verfärbten RCF aus dem Stapel entnommen und nach einer Ruhezeit von ca.  $24\text{ h}$ , in denen die Filme aufgrund chemischer Prozesse noch nachdunkeln, mit einem farbkalibrierten Scanner vom Typ *ArtixScan 1800F* des Herstellers *Microtek* ausgelesen und digitalisiert. Die digitalisierten RCF wurden anschließend mit einer *MATLAB*-Routine ausgewertet, die mithilfe von zuvor bestimmten Kalibrierdaten die Farbintensität eines Pixels in eine Energiedosis umrechnen kann (Nürnberg u. a. 2009; Nürnberg 2010). Eine detaillierte Beschreibung der verwendeten RCF-Stapel sowie des Auswerteverfahrens findet sich in (Geschwind 2014). Abbildung 3.27 zeigt exemplarisch den schematischen Aufbau der im Experiment verwendeten RCF-Stapel.

Die Unsicherheit bei der Auswertung der RCF-Stapel setzt sich aus der Empfindlichkeit der verwendeten RCF-Filme, der Staffelung der RCF-Filme innerhalb des Stapels und der Genauigkeit der Auswerteroutine zusammen. Den größten Beitrag liefert hierbei die endliche Energieauflösung aufgrund der begrenzten Anzahl der verwendeten RCF-Filme pro Stapel, sodass die Messunsicherheit auf ca.  $10\%$  abgeschätzt werden kann.

### Thomson-Parabel-Spektrometer

Das im Experiment verwendete Thomson-Parabel-Spektrometer ist modular aufgebaut und ermöglicht die Nutzung verschiedener Lochblenden als Eingangsbegrenzung. Im Spektrometer sind ein Permanentmagnet mit einem räumlich nahezu homogenen Magnetfeld mit einer Flussdichte von  $0,7\text{ T}$  und ein Plattenkondensator verbaut. Die beiden Platten des Kondensators werden über externe Netzteile gespeist und ermöglichen Spannungen von bis zu  $10\text{ kV}$ . Eine detaillierte Beschreibung nebst Vermessung des Magnetfeldes findet sich in (Schanz 2013).

### Kernaktivierungsspektroskopie

Neben den RCF-Filmen des RCF-Stapels wurden auch die im Stapel verwendeten Metallfolien zur Detektion des Ionenstrahls mittels NAIS verwendet. Hierzu wurden die Metallfilme nach einem Experiment schnellstmöglich aus dem Stapel entfernt und auf eine IP aufgelegt, um diese zu belichten. Die aktivierte IP wurde anschließend in einem speziellen IP-Scanner ausgelesen (siehe auch Abschnitt 2.6.5).

### Blasen-Detektoren

Neben den in der Wechselwirkung des Lasers mit dem Target bzw. dem daraus erzeugten Plasma beschleunigten Elektronen und Ionen entsteht während der Experimente auch Sekundärstrahlung. Zu dieser zählt neben

---

harter Röntgenstrahlung durch die Wechselwirkung der heißen Elektronen mit Materie auch die Erzeugung von Neutronen (Roth u. a. 2013). Um die Neutronenstrahlung während der Experimente zu untersuchen, wurden mehrere Blasen-Detektoren (siehe auch Abschnitt 2.6.5) an den Außenwänden der Targetkammer angebracht und im Anschluss an das jeweilige Experiment ausgelesen.

---

### 3.3 VULCAN

---

Die Experimentkampagne am Lasersystem VULCAN des RAL in England war die letzte und längste Versuchsreihe im Rahmen des Projekts und erstreckte sich über insgesamt sechs Wochen im Juli und August 2014. Aufgrund der Geometrie der Targetkammer im Experimentierbereich des VULCAN-Lasersystems konnte der Kaltkopf und damit der zentrale Bestandteil des Kryosystems im Gegensatz zu den Experimenten an PHELIX nicht von unten in die Targetkammer eingebaut werden, da die Targetkammer plan mit dem Boden verbunden ist. Stattdessen musste der Kaltkopf von der Decke der Targetkammer nach unten hängend eingebaut werden. Dieser grundlegend andere Aufbau erforderte ein verändertes Design des am IKP und bei PHELIX verwendeten Targethalters und des zugehörigen Zuchtgefäßes. Die neue Konstruktion wurde in Zusammenarbeit mit dem Ingenieursteam am RAL entwickelt und vor Beginn der Experimentkampagne an einem Testaufbau erprobt.

---

#### 3.3.1 Lasersystem

---

Das Lasersystem VULCAN gehört wie PHELIX zur Leistungsklasse der Petawatt-Lasersysteme und ermöglicht damit ebenfalls die Untersuchung der Wechselwirkung von hochintensiver Laserstrahlung mit Materie (Danson u. a. 2004). Der grundlegende Aufbau von VULCAN mit seiner Aufteilung in Frontend, Vor- und Hauptverstärker ähnelt dem Aufbau von PHELIX (siehe auch Abschnitt 3.2.1). Der Grundaufbau von VULCAN wird im Folgenden, mit Betonung auf den Gemeinsamkeiten bzw. Unterschieden zwischen den beiden Systemen, kurz dargestellt. Eine ausführliche Beschreibung des VULCAN-Lasersystems findet sich in (Danson u. a. 2004).

---

##### Frontend

---

Wie PHELIX verfügt das VULCAN-Lasersystem über zwei getrennte Frontendsysteme, die sich ebenfalls analog zu PHELIX in Kurz- und Langpuls-Frontend unterteilen. Der für die Experimente genutzte Experimentierbereich „Target Area Petawatt“ nutzt ausschließlich das Kurzpuls-Frontend, das im Folgenden kurz beschrieben wird.

##### Kurzpuls-Frontend

Das Kurzpuls-Frontend von VULCAN besteht aus einem kommerziellen Ti:Sa-Oszillator, der mit einer Frequenz von 100 MHz Laserpulse mit einer Zentralwellenlänge von 1053 nm, einer zeitlichen Länge von 200 fs und mit einer Energie im Bereich von wenigen nJ erzeugt. Die Wellenlänge des VULCAN-Frontends liegt damit wie auch bei PHELIX im nahen Infrarotbereich.

---

##### Verstärker

---

Das Verstärkersystem besteht aus einer Kombination von Scheiben- bzw. Stabverstärkern aus Nd:Glas mit Durchmessern im Bereich von 10 cm bis 20 cm bzw. 16 mm bis 45 mm. Der Vorverstärker wird dabei von Blitzlampen optisch gepumpt und ermöglicht eine Verstärkung der nJ-Vorpulse auf Energien im Bereich von 10 mJ. Hierzu wird der Ausgangslaserpuls aus dem Frontend analog zum CPA-Verfahren an PHELIX zunächst zeitlich gestreckt, um trotz Verstärkung innerhalb der Zerstörschwellen des Lasersystems zu operieren; das bei VULCAN verwendete Verfahren nutzt zusätzlich nichtlineare optische Effekte und wird daher als optical parametric chirped pulse amplification (dt.: optisch-parametrische Verstärkung getschilpter Pulse) (OPCPA) bezeichnet. (Dubietis u. a. 1992; Siegman 1986)

Das Design des Hauptverstärkers ähnelt dem Aufbau an PHELIX (vgl. Abschnitt 3.2.1) und verwendet ebenfalls Scheibenverstärker des früheren NOVA Lasersystems (Perry u. a. 1999) des LLNL mit Nd:Glas als Verstärkermaterial. Nach dem Hauptverstärker erreicht der Laserpuls Energien von bis zu 500 J, wobei der Laserpuls im Kompressor auf bis zu 500 fs komprimiert werden kann.



---

*Industries* eingesetzt werden. Durch den nahezu vibrationsfreien Betrieb eines PT-Kühlers (vgl. Abschnitt 2.5) ist diese Technik gerade für Experimente, die eine hochgenaue Justage des Lasers auf das Target erfordern, von Vorteil (siehe auch Abschnitt 2.5).

Neben dem veränderten Kaltkopf wurde für den Targethalter ein anderes Dichtungskonzept entworfen, das aus einer dünnen Kaptonfoliendichtung am Targethalter und einem mit mehreren Schneidkanten versehenen Metallring am unteren Ende des Zuchtgefäßes bestand. Eine detaillierte Beschreibung des am RAL entwickelten Kryoaufbaus findet sich in (Astbury u. a. 2016).

---

### 3.3.3 Diagnostiken

---

Für die Experimente an VULCAN wurden die gleichen Diagnostiken vorgesehen wie für die Experimentkampagne im Jahr 2013 an PHELIX. Dies umfasst die Fokusdiagnostik zur Justage des Laserfokus, die Verwendung von RCF-Stapeln und Thomson-Parabel-Spektrometern zur Charakterisierung des erzeugten Ionenstrahls sowie die am IKP erprobten Mess- und Regelinstrumente des Kryoaufbaus.

Abweichend von der vorherigen Experimentkampagne an PHELIX wurden insgesamt drei Thomson-Parabel-Spektrometer aufgebaut, die die Zusammensetzung des erzeugten Ionenstrahls sowohl in der Propagationsrichtung des Lasers, d. h. entlang der Beschleunigungsachse des BOA-Mechanismus, in Richtung der Targetnormalen, d. h. entlang der Beschleunigungsachse des TNSA-Mechanismus, sowie im Bereich dazwischen analysieren sollten. Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus der am RAL entwickelten Thomson-Parabel-Spektrometer findet sich in (Gwynne u. a. 2014).

Um die Targetdicke der kryogenen Targets mit größerer Genauigkeit als in der vorangegangenen Experimentkampagne bestimmen zu können, wurde für das Experiment an VULCAN ein Aufbau mit zwei chromatisch-konfokalen Sensoren vorgesehen, die gleichzeitig jeweils eine Seite des Targets vermessen sollten (vgl. Abb. 3.15).

---

## 4 Auswertung

---

Das folgende Kapitel stellt die Ergebnisse vor, die im Rahmen der in Kapitel 3 beschriebenen Experimente gewonnen wurden. Hierzu zählen die Herstellung und Charakterisierung von folienartigen kryogenen Wasserstofftargets am IKP sowie deren experimenteller Einsatz an den Höchstleistungslasersystemen PHELIX und VULCAN zur Erzeugung hochenergetischer lasergetriebener Teilchenstrahlen.

---

### 4.1 Institut für Kernphysik

---

Die grundlegenden Experimente zur Herstellung und Charakterisierung von kryogenen Gastargets wurden am IKP der TUD in einem eigens dafür eingerichteten Labor durchgeführt. Da Lasersysteme, die für die Untersuchung der Wechselwirkung von kryogenen Targets mit hochintensiver Laserstrahlung geeignet sind, nur an Großforschungseinrichtungen wie GSI, RAL oder LANL zur Verfügung stehen, hatte die Forschung am IKP in erster Linie die Erprobung der experimentellen Instrumente und des Herstellungsprozesses der Targets zum Ziel.

---

#### 4.1.1 Herstellung kryogener Targets

---

Die Herstellung kryogener Targetstrukturen (auch als „Zuchtvorgang“ bezeichnet), die für Experimente zur Laser-Materie-Wechselwirkung mittels hochintensiver Laserstrahlung geeignet sind, war das vorrangige Ziel der Forschungsarbeit am IKP im Rahmen des hier behandelten Projekts. Dabei sollten Targets aus Wasserstoff hergestellt werden, die einen Durchmesser von bis zu 2 mm bei einer Dicke von weniger als 100  $\mu\text{m}$ , idealerweise im Bereich von 2  $\mu\text{m}$  bis 10  $\mu\text{m}$ , aufweisen sollten. Gleichzeitig sollten die Targets freitragend sein, d. h. im Bereich des vorgesehenen Interaktionspunktes mit dem Laser ausschließlich aus kryogenem Wasserstoff bestehen und keine Stützstruktur aus einem Fremdmaterial erfordern.

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte optimierte Herstellungsprozess für derartige Targetstrukturen gliedert sich in folgende Arbeitsschritte:

1. Herstellung der Zuchtgefäßdichtung
2. Einbau des Targethalters
3. Test der Dichtheit
4. Abkühlen des Targetsystems
5. Einstellen der Zieltemperatur
6. Zufuhr des Targetgases
7. Phasennavigation entlang des Tripelpunktes
8. Abkühlen auf Minimaltemperatur
9. Charakterisierung der Targetgeometrie
10. Warmfahren des Targetsystems

Die einzelnen Arbeitsschritte werden im Folgenden erläutert; die hierzu verwendeten Instrumente sind im Detail in Abschnitt 3.1 beschrieben.

---

#### Herstellung der Zuchtgefäßdichtung

---

Wie in Abschnitt 3.1.3 ausgeführt, war die im Versuchsaufbau verwendete Indiumdichtung und deren Dichtheit während der Targetherstellung elementar für die erfolgreiche Erzeugung des Targets. Die Indiumdichtung wurde bei jedem Umbau des Targetsystems bzw. unzureichender Dichtheit erneuert. Dazu wurde zunächst die im Kupferblock



---

des Targethalters vorgesehene ringförmige Vertiefung, die sog. „Indiumrinne“, mit einem weichen, mit Lösungsmittel (Isopropanol oder Aceton) getränkten Tuch gereinigt. Anschließend wurde die Indiumrinne bei Raumtemperatur mit einem Stück Indiumdraht, dessen Länge dem Umfang der Vertiefung entsprach, befüllt. Je nach Dicke des verwendeten Drahts (1 mm bis 2 mm Durchmesser) war hierzu ein einzelnes Drahtstück oder mehrere, konzentrisch angeordnete Stücke erforderlich.

Um eine möglichst ebene und gleichmäßige Ausfüllung der Indiumrinne zu erreichen, wurde das Indium anschließend aufgeschmolzen. Hierzu wurde das Indium mitsamt Targethalter mittels eines Heißluftgebläses mit ca. 400 °C heißer Luft solange erwärmt, bis das Indium seine Schmelztemperatur von 156,6 °C (Stöcker 2005) erreicht hatte; alternativ zum Heißluftgebläse wurde auch eine Heizplatte eingesetzt. Hierzu mussten alle im Targethalter verbauten Temperatursensoren entfernt werden, da sie ansonsten durch mechanischen Stress oder Überhitzung hätten beschädigt werden können. Aufgrund der geringen Anhaftung des flüssigen Indiums an die glatte Kupferoberfläche der Indiumrinne musste beim Aufschmelzen darauf geachtet werden, dass das Indium möglichst den Randbereich der Indiumrinne benetzt und gleichzeitig nicht aus der Indiumrinne heraus fließt. Zur besseren Verteilung des Indiums wurde ein dünner Stahldraht verwendet, mit dem die Oberflächenspannung gebrochen und das Indium besser in der Indiumrinne verteilt werden konnte. Abschließend wurde die Indiumdichtung bei Raumtemperatur abgekühlt, bis sie erkaltet war und damit ihre endgültige Form angenommen hatte. Die Oberfläche der Indiumdichtung wurde vor dem Einbau in die Vakuumkammer noch mit einer dünnen Schicht Vakuumfett des Typs *Apiezon N* bestrichen, um etwaige Unebenheiten auszugleichen und den Kontakt zum Dichtring des Zuchtgefäßes zu optimieren.

---

#### Einbau des Targethalters

---

Nach Aufbringen der Indiumdichtung wurde der Targethalter in die Vakuumkammer eingebaut. Hierzu wurde der Targethalter mit der zweiten Stufe des Kaltkopfs mittels Gewindestangen und Ringmuttern aus Messing verschraubt. Analog zur Dichtung wurden die Grenzflächen zwischen Targethalter und Kaltkopf ebenfalls mit einer dünnen Schicht *Apiezon N* bestrichen, um feine Unebenheiten oder Kratzer auszugleichen und somit die thermische Ankopplung der einzelnen Bauteile zu optimieren; Restgaseinschlüsse, z. B. von Raumluft bzw. Vakuum im evakuierten Zustand, würden aufgrund der schlechten Wärmeleitung von Luft bzw. Vakuum zu einem Wärmewiderstand und damit zu einer Verschlechterung der Kühlleistung des Kryosystems führen.

Anschließend wurden die zur Messung bzw. Einstellung der Targettemperatur vorgesehenen Temperatursensoren und Heizkapseln in den Targethalter eingebaut und auf Funktion überprüft. Hierbei musste auf eine saubere Verlegung der Verkabelung geachtet werden, da z. B. ein Einquetschen eine Beschädigung der dünnen Kabel und damit eine Beeinträchtigung der Messung bis hin zum Signalausfall zur Folge haben konnte. Außerdem würde durch Kontakt der Kabel mit einem anderen Bauteil, das nicht mit dem Kaltkopf direkt verbunden ist, eine Wärmebrücke mit dem Kaltkopf hergestellt werden, die wiederum die Kühlleistung beeinträchtigte. Um den Einfluss von Wärmebrücken, insbesondere der unvermeidlichen Verbindung zum Flansch der Kabeldurchführung und damit zum Temperaturcontroller außerhalb der Vakuumkammer, zu minimieren, wurden die Kabel der Temperatursensoren und Heizkapseln thermisch geankert, d. h. kreisförmig an der zweiten Stufe des Kaltkopfes entlang geführt und dort sowie am Strahlungsschild mit speziellem tieftemperaturtauglichen Klebeband befestigt. Hierdurch konnte der Wärmeeintrag in das Kryosystem von außen durch Wärmeleitung weitgehend eliminiert werden.

Abschließend wurde der Targeteinsatz, d. h. die Feinstruktur, an der sich das Wasserstofftarget in der dafür vorgesehenen Lochgeometrie ausbilden sollte, in die entsprechende Vertiefung des Targethalters eingesetzt und entsprechend der Geometrie der Diagnostiken ausgerichtet. An den Grenzflächen zwischen Targeteinsatz und Targethalter wurde ebenfalls eine geringe Menge *Apiezon N* zur Verbesserung des thermischen Kontakts aufgetragen.

---

#### Test der Dichtheit

---

Nach dem Einbau des Targethalters wurde das System, insbesondere das Zuchtgefäß und dessen Dichtung, auf Dichtheit geprüft. Hierzu wurde das Zuchtgefäß in der horizontalen Ebene mittels einer zweiachsigen Kombination fein einstellbarer, manueller Lineartische möglichst zentrisch über dem Targethalter ausgerichtet. Anschließend wurde das Zuchtgefäß vorsichtig über einen elektrisch verfahrbaren Lineartisch senkrecht abgesenkt, bis der Dichtring des Zuchtgefäßes Kontakt mit der Indiumdichtung hatte. Durch Abpumpen der Gaszufuhr und damit auch des Zuchtgefäßes wurde überprüft, ob die Dichtung funktional ist bzw. falls nötig der Anpressdruck des Schneidrings

---

auf die Indiumdichtung durch den Lineartisch so lange erhöht, bis der Druck des Systems auf 0 mbar reduziert und bei Schließen des Ventils über mehrere Minuten ohne weiteres Abpumpen gehalten werden konnte. Aufgrund der Weichheit des Indiums wird die Dichtung beim Anpressen des Schneidrings inelastisch verformt, sodass sich ein permanenter Abdruck des Schneidrings in der Indiumdichtung ausbildet. Die Haltbarkeit der Indiumdichtung ist somit insbesondere durch deren Dicke und die Möglichkeit der weiteren inelastischen Verformung bei weiteren Öffnungs- und Schließzyklen limitiert.

Neben der Zuchtgefäßdichtung wurde beim Abpumpen des Gassystems auch das Zuleitungssystem selbst auf Dichtheit überprüft, indem ebenfalls nach Absenken des Drucks auf 0 mbar die Druckstabilität bei ausgeschalteter bzw. mittels Ventil abgeschotteter Pumpe überprüft wurde.

---

### Abkühlen des Targetsystems

---

Um das Targetsystem auf die kryogenen Zieltemperaturen von weniger als 20 K herunterzukühlen, musste zunächst die Vakuumkammer evakuiert werden. Dies ist zum einen nötig, um die Wärmeleitung durch die Atmosphäre in der Vakuumkammer zu minimieren (siehe auch Abschnitt 2.3.1), und zum anderen um ein Festfrieren von Fremdgasen, die einen deutlich höheren Gefrierpunkt als Wasserstoff haben (z. B. Stickstoff bei 63 K (Jousten 2013)), insbesondere am Targeteinsatz zu vermeiden. Bei einem Restdruck von weniger als  $10^{-4}$  mbar wurde der Abkühlprozess durch Einschalten des Heliumkompressors gestartet. Das Abkühlen des Versuchsaufbaus am IKP von Raumtemperatur auf die erreichbare Minimaltemperatur von 10 K benötigte ca. 90 min bis 120 min, abhängig vom verwendeten Aufbau und der thermischen Isolation, z. B. durch ein Hitzeschild und Superisolationsfolie.

---

### Einstellen der Zieltemperatur

---

Das Kryosystem, bestehend aus Heliumkompressor und daran angeschlossenen Kaltkopf, verfügt nur über die Betriebszustände „Ein“ und „Aus“, eine externe Leistungsregulierung ist nicht vorgesehen (vgl. Abschnitt 3.1.2). Daher kühlt das Kryosystem nach Einschalten den Versuchsaufbau bis auf die Minimaltemperatur ab, d. h. die Temperatur, bei der die Kühlleistung gerade die Wärmelast kompensiert und sich somit ein stabiler Gleichgewichtszustand einstellt; die erreichbare Minimaltemperatur lag bei dem verwendeten Versuchsaufbau zwischen 8 K bis 10 K und damit unterhalb der Temperatur des Tripelpunkts von Wasserstoff ( $^1\text{H}$  bzw. Deuterium).

Um die gewünschte Zieltemperatur von z. B. 18 K für Deuterium zu erreichen (vgl. Abschnitt 2.2), musste daher zusätzliche thermische Last in Form von Wärme über Heizkapseln in das System eingespeist werden (vgl. Abschnitt 3.1.4). Dies erfolgte über zwei Heizkapseln, die vom Temperaturcontroller mit bis zu 150 W Heizleistung betrieben wurden. Die Steuerung der ausgegebenen Heizleistung erfolgte über den im Temperaturcontroller ebenfalls integrierten PID-Regelkreis. Für den Tieftemperaturbereich zwischen 8 K bis 30 K und den verwendeten Versuchsaufbau konnte durch Anpassung der PID-Parameter  $P$ ,  $I$  und  $D$  die gewünschte Temperatur mit einer Temperaturstabilität von  $\pm 0,1$  K eingestellt werden. Die PID-Parameter wurden hierzu empirisch über mehrere Temperaturzyklen nach dem „trial and error“-Verfahren ermittelt.

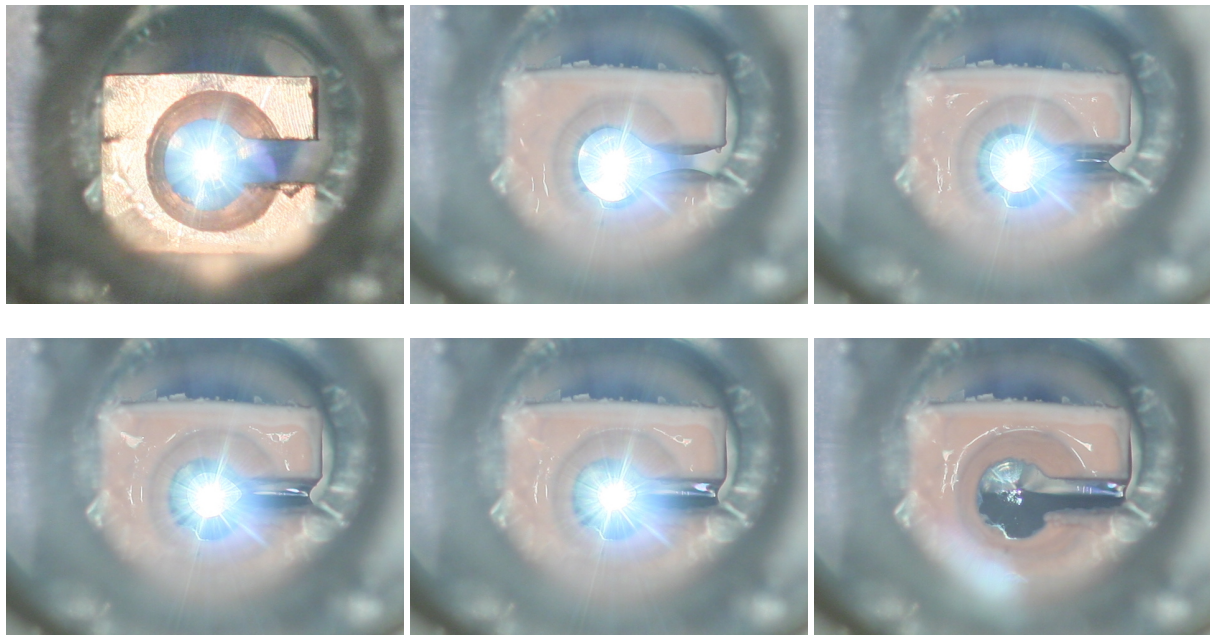
---

### Zufuhr des Targetgases

---

Bereits während des Herunterkühlens des Versuchsaufbaus wurde das Gassystem auf die Herstellung der kryogenen Targets vorbereitet. Hierzu wurde das Rohr- bzw. Schlauchsystem zwischen Gasflasche und Zuchtgefäß zunächst über die Membranpumpe bzw. die Vakuumpumpen innerhalb der Vakuumkammer bestmöglich evakuiert. Anschließend wurde eine geringe Gasmenge des Targetgases in das Schlauchsystem gegeben, die Druckstabilität und Dichtheit des Systems erneut geprüft und das Gas wieder abgepumpt. Dieser Vorgang diente dem „Spülen“ des Gassystems, um etwaige Restmengen an Fremdgas, die das Targetsystem und damit letztlich das Target selbst verunreinigen könnten, aus dem System zu entfernen. Um neben der Verwendung von Gasen hoher Reinheitsklasse den Anteil an Fremdstoffen weiter zu reduzieren, wurde vor Beginn des Targetherstellungsprozesses die Gasvorkühlung als Filter im Gaszufuhrsystem mittels Zugabe von flüssigem Stickstoff aktiviert (siehe auch Abschnitt 3.1.3).

Bevor das Targetgas in das Zuchtgefäß eingeleitet wurde, wurde die Dichtung bzw. die Position des Zuchtgefäßes relativ zum Targethalter überprüft. Da der Kryoaufbau, und dabei insbesondere der Kaltkopf, beim Herunterkühlen



**Abbildung 4.1:** Wachstumsprozess eines kryogenen Wasserstofftargets. Die Fotoserie zeigt (von links oben nach rechts unten) das Aufwachsen einer Targetstruktur aus kryogenem Wasserstoff über Resublimation aus der Gasphase. Im ersten Bild ist der auf ca. 10 K abgekühlte Targethalter durch das Fenster des geschlossenen Zuchtgefäßes vor dem Einleiten des Targetgases zu sehen. Der eingesetzte Targethalter hatte eine Gesamtbreite von 5 mm und eine Bohrung in der Mitte mit gefasten Kanten und einem Durchmesser von ca. 1,5 mm. Während des Experiments wurde ein Weißlichtinterferometer zur Dickenmessung eingesetzt, dessen weiße LED gleichzeitig die vermessene Targetposition rückseitig beleuchtet. Die Bilderserie zeigt das langsame Auffrieren des Wasserstoffs entlang des kalten Kupfers, beginnend am Rand des Targethalters. Durch kontinuierliche Zugabe von gasförmigen Wasserstoff erhöhte sich die Dicke der festen Wasserstoffschicht, bis sich nach ca. 2 min durch Zufrieren der Bohrung in der Mitte des Targethalters eine freitragende Targetstruktur aus kryogenem Wasserstoff ausgebildet hatte.

aufgrund der temperaturabhängigen Ausdehnung von Festkörpern (siehe auch Abschnitt 2.4.2) sich kontrahiert, entspricht die Position des Targethalters bei tiefen Temperaturen nicht mehr der Position bei Raumtemperatur; der gekühlte Kryoaufbau bewegt sich vom thermisch isolierten, „warmen“ Zuchtgefäß weg. Diese Positionsänderung muss durch Nachfahren der Position des Zuchtgefäßes entsprechend kompensiert werden, um die Dichtung zu schließen, ehe Gas zugeführt werden kann. Andernfalls könnte die dem Zuchtgefäß zugeführte Gasmenge in die Vakuumkammer entweichen, was zu einem spontanen Lastanstieg auf die Vakuumpumpen und im Extremfall zu deren Beschädigung führen könnte.

---

#### Phasennavigation entlang des Tripelpunktes

---

Zur erfolgreichen Herstellung eines kryogenen Wasserstofftargets war die Einstellung der richtigen Kombination aus Temperatur und Druck entscheidend. Die entsprechenden Parameter ergeben sich aus dem Phasendiagramm des verwendeten Targetgases (vgl. Abb. 2.6). Zwei Phasenpfade zur Herstellung festen Wasserstoffs sind möglich: das direkte Verfestigen aus der Gasphase (Resublimation) oder das Verfestigen aus der Flüssigphase (Erstarren) (siehe auch Abschnitt 2.3.2). Abbildung 4.1 zeigt das Aufwachsen eines Targets durch Resublimation.

#### Resublimation

Bei den ersten Versuchen wurde die Erzeugung einer dünnen Targetstruktur durch direktes Ausfrieren von gasförmigen Wasserstoff untersucht. Laut (Souers 1986) lässt sich mit dieser Methode bei sehr langsamer Zuwachsrates eine monokristalline Struktur hoher optischer Güte erzeugen, die grundsätzlich für Wechselwirkungsexperimente mit Lasern gut geeignet wäre. Hierzu wurde über den Massenflussregler (vgl. Abschnitt 2.6.2) eine geringe Gaszufuhr eingestellt, sodass sich im Schlauchsystem bis zum Zuchtgefäß ein Druck im Bereich zwischen 0 mbar bis 50 mbar einstellte. Hierbei ist zu beachten, dass der lokale Druck am Targethalter noch niedriger war, da kleine Gasmengen



**Abbildung 4.2:** Seitenansicht eines mittels Resublimation (Phasenübergang von gasförmig zu fest) erzeugten im Versuchsaufbau am IKP kryogenen Wasserstofftargets. Das Target besitzt eine maximale Dicke von ca. 5 mm (Durchmesser des Targethalters), weist jedoch eine große räumliche Inhomogenität, d. h. eine kegelförmige Struktur (oberer Bildbereich), entlang des Targethalters aus Kupfer (unterer Bildbereich) auf.

bei Kontakt mit dem Targethalter sehr schnell an diesem festfrieren und somit nicht mehr als freies Gas zum Druck im Zuchtgefäß beitragen.

Mittels dieses Verfahrens konnten Strukturen aus gefrorenem Wasserstoff hergestellt werden, allerdings war die Güte der Oberfläche und die räumliche Struktur inhomogen (siehe auch Abschnitt 4.1.1). Als problematisch erwies sich hierbei, dass der Wasserstoff bevorzugt an den kältesten Flächen innerhalb der Targetstruktur festfror; dies war insbesondere der untere Teil des Targeteinsatzes und der Targethalter selbst. Dies ist dadurch begründet, dass der Targethalter näher am Kaltkopf angebracht war, eine höhere thermische Masse als die dünne Rahmenstruktur des Targeteinsatzes besitzt, besser vor Wärmestrahlung isoliert war und damit eine tiefere Temperatur als der Targeteinsatz erreichen konnte. Somit wuchs der Wasserstoff über das langsame (Zeitspanne: 10 min bis 30 min) Ausbilden eines Kristalls bzw. einer feinkristallinen, „Schnee“-ähnlichen Schichtstruktur von unten auf und bedeckte langsam den Targeteinsatz und schließlich die Öffnung im Targeteinsatz. Dies bedeutete gleichzeitig die Ausbildung einer „Eisberg“-ähnlichen Struktur, bei der das Target am Boden, d. h. an der Grundplatte des Targethalters, das gesamte innere Volumen bis zu den „warmen“ Seitenwänden des Zuchtgefäßes ausfüllte, um sich nach oben hin bis zur Targetöffnung in der Dicke zu verzüngen. Abbildung 4.2 zeigt ein mittels Resublimation hergestelltes kryogenes Wasserstofftarget und dessen inhomogene räumliche Struktur entlang des Targethalters. Hierdurch war es unmöglich die gewünschte Zieldicke von  $2\text{ }\mu\text{m}$  bis  $10\text{ }\mu\text{m}$  über den Bereich der Targetöffnung homogen herzustellen.

Als zusätzliches Problem erwies sich das Ausfrieren eines Blocks von Wasserstoff im unteren Bereich des Zuchtgefäßes. Beim Anheben des Zuchtgefäßes zum Freistellen des kryogenen Targets in der Vakuumkammer bildeten sich Risse innerhalb des Eiskristalls aufgrund thermomechanischen Stresses, die zum Abbrechen einzelner Teile des Kristalls führten und damit die Gesamtstabilität des Targets beeinträchtigten.

Eine andere angedachte Möglichkeit war die Herstellung eines dickeren Targets, das durch anschließende Zufuhr von Wärme gezielt auf die Zieldicke abgeschmolzen werden sollte. Dieses Verfahren konnte jedoch aufgrund der o.g. räumlichen Inhomogenität nicht erfolgreich erprobt werden. Weitere Probleme dieser Schmelzmethode liegen in der Thermodynamik des gefrorenen Wasserstoffs begründet. Zum einen ist die Wärmeleitfähigkeit von gefrorenem Wasserstoff bei sehr tiefen Temperaturen mit ca.  $1\text{ W m}^{-1}\text{ K}^{-1}$  sehr gering, sodass die Wärmeleitung innerhalb des Kristalls ebenfalls sehr gering und damit ein gezieltes Abschmelzen aufgrund der dazu nötigen exakt einzustellenden Heizleistung sehr schwierig ist. Darüber hinaus ergaben sich lokale Schmelzvorgänge aufgrund von Wärmeänderungen bedingt durch Phasenübergänge (siehe auch Abschnitt 2.3.2), die das gezielte Abschmelzen weiter erschwerten.



Im Endergebnis erwies sich die Methode der Resublimation aufgrund des langen Herstellungsvorgangs, der schwierigen Geometriekontrolle und der mangelnden Homogenität als ungeeignet zur Herstellung dünner, freitragender Wasserstofftargets mit Targetdicken im Bereich von 2 µm bis 10 µm.

## Erstarren

Im weiteren Verlauf der Experimente wurde das Erstarren aus der Flüssigphase als zweite mögliche Methode zur Erzeugung fester, kryogener Wasserstofftargets untersucht. Hierzu war im Gegensatz zur Methode der Resublimation ein deutlich höherer Gasdruck in der Nähe des Targethalters notwendig, um einen Phasenübergang aus der Gasphase in die Flüssigphase zu initiieren (vgl. Abb. 2.6); der Tripelpunkt von  $^1\text{H}_2$  liegt bei einem Druck von 72 mbar, der Tripelpunkt von  $\text{D}_2$  bei 171 mbar (Souers 1986). Außerdem war die genaue Kontrolle der Temperatur entscheidend, da eine zu niedrige Temperatur zur Resublimation führte (vgl. Abschnitt 4.1.1), während eine zu hohe Temperatur keine Phasenänderung aus dem gasförmigen Zustand bewirkte und damit auch keine Strukturänderung ermöglichte.

Neben den hohen Anforderungen an die Kontrolle der Prozessparameter stellte die Herstellung von kryogenen Targets mittels Erstarren aus der Flüssigphase auch eine Herausforderung für die mechanische Stabilität des Zuchtgefäßes dar. Dieses musste bei der Targetherstellung neben dem thermomechanischen Stress, d. h. dem Kontakt zum Kaltkopf mit einer Temperatur von ca. 10 K über die Dichtung und gleichzeitiger Verbindung zur Vakuumkammer auf Raumtemperatur über die Aufhängung am Lineartisch, zusätzlich die Druckdifferenz des Targetgases zum Vakuum außerhalb des Zuchtgefäßes von bis zu 500 mbar aushalten. Im Extremfall kann es durch einen Phasenübergang von fest zu flüssig bzw. gasförmig zu einem schnellen Druckanstieg innerhalb des Zuchtgefäßes kommen, der die Fenster des Zuchtgefäßes bersten lässt und dieses damit beschädigt. Die erforderliche Stabilität des Zuchtgefäßes konnte durch die in Abschnitt 3.1.3 beschriebene Konstruktion aus Polycarbonat und Kunststoff und sorgfältiger Fixierung der Fenster auf groß dimensionierten Auflageflächen innerhalb der Seitenteile erreicht werden.

Damit ist es im Rahmen des Projekts wiederholt gelungen µm-dünne kryogene Wasserstofftargets aus der Flüssigphase durch Erstarren herzustellen. Hierzu wurde der Targethalter auf eine Temperatur eingestellt, die ca. 2 K über dem Tripelpunkt des verwendeten Wasserstoffs lag, z. B. 21 K bei der Verwendung von Deuterium. Anschließend wurde das Zuchtgefäß mit dem Targetgas gefüllt, bis sich ein Druck von ca. 100 mbar oberhalb des Zieldrucks des Tripelpunkts einstellte; am Beispiel von Deuterium bedeutete dies einen Gasdruck im Zuchtgefäß von ca. 300 mbar. Hierbei ist wiederum zu beachten, dass der Druck lokal im Zuchtgefäß geringer war, da sich aufgrund des Temperaturgradienten vom Druckmesskopf auf Raumtemperatur hin zum Targethalter auf Kryotemperatur, an dem das Gas abkühlt und dabei ein geringeres Volumen einnimmt, auch ein Druckgradient einstellt, der am Druckmesskopf nicht erfassbar war. Nach Erreichen des angegebenen Gasdrucks innerhalb des Zuchtgefäßes wurde mittels des Temperaturcontrollers die Temperatur langsam erniedrigt, indem die Heizleistung der Heizkapseln verringert wurde. Sobald die Kondensationstemperatur lokal erreicht war, konnte sowohl anhand der schnellen Änderung des Drucks innerhalb des Zuchtgefäßes als auch durch Beobachtung des Targethalters die Ausbildung einer transparenten Flüssigkeit entlang des Targeteinsatzes beobachtet werden. Durch die Kondensationswärme, die beim Phasenübergang von gasförmig nach flüssig freigesetzt wird, stellte sich hierbei nahe der Grenztemperatur zunächst ein labiles Gleichgewicht ein, das durch eine weitere, kleine Temperaturabsenkung um ca. 0,1 K bis 0,5 K hin zu einer stabilen Flüssigphase verschoben werden konnte.

Beim Ausbilden einer ausreichend großen Flüssigkeitsmenge im Bereich von wenigen µL benetzte die Flüssigkeit aufgrund der Oberflächenspannung (siehe auch Abschnitt 2.4.1) zunächst die Kupferoberfläche des Targeteinsatzes, bis sie schließlich über die Öffnung des Targeteinsatzes floss und diesen mit einem dünnen Flüssigkeitsfilm bedeckte. Hierbei war die zyklische Vibration des verwendeten GM-Kaltkopfes insofern von Vorteil, als dass der Impulsübertrag von der Kaltkopfbewegung auf die Flüssigkeit das Überfließen der Öffnung begünstigt hat, sobald sich ausreichend flüssiger Wasserstoff am Rand der Öffnung gebildet hatte. Gleichzeitig wurde das Ausbilden des Flüssigkeitsfilms von einer möglichst dünnen Randstruktur begünstigt, weshalb die Targeteinsätze für spätere Experimente am Interaktionspunkt als dünnes Kupferblech ausgeführt wurden (siehe auch Abschnitt 3.2.2).

Durch weiteres Abkühlen konnte der flüssige Wasserstoff schließlich in die feste Phase überführt werden. Dies konnte auch anhand der Lichtbrechung im Target beobachtet werden, da die sich beim Phasenübergang bildende Kristallstruktur ein anderes Streuverhalten zeigt als flüssiger Wasserstoff (Souers 1986). Hiermit war wiederum ein schnelles Absinken des Drucks im Zuchtgefäß verbunden, da durch das weitere Absenken der Temperatur auch gleichzeitig die Bedingungen für die Resublimation des die Flüssigkeit umgebenden Gases gegeben waren. Somit fand beim Erstarren der Flüssigkeit gleichzeitig auch eine Resublimation über die gesamte Oberfläche des Targethalters statt, sodass die gefrorene Targetstruktur eine größere Dicke als der Flüssigkeitsfilm aufwies.



---

## Abkühlen auf Minimaltemperatur

---

Um die Targetstruktur möglichst lange ungestört aufrecht zu erhalten, wurde nach dem Herstellen des kryogenen Targets die Gaszufuhr gestoppt und die Heizleistung der Heizkapseln durch den Temperaturcontroller auf 0 W reduziert. Dies hat zur Folge, dass der Targethalter und damit das Target die minimal mögliche Temperatur, die das Kryosystem mit der gegebenen Last erreichen konnte, annahm. Die sich einstellende Minimaltemperatur lag hierbei zwischen 7 K bis 10 K, je nach Aufbau und Güte der thermischen Isolation, die u.a. abhing von den verwendeten Diagnostiken und den dafür notwendigen Aussparungen bzw. Wärmebrücken. Der Kryoaufbau erreichte seinen niedrigsten Temperaturwert, wenn das Zuchtgefäß abgezogen war, da damit die direkte thermische Verbindung von Kaltkopf zu Zuchtgefäß gelöst wurde und somit weniger Wärmelast am Kühlsystem anfiel.

Mit dieser Methode konnte insbesondere bei weiterhin geschlossenem Zuchtgefäß ein stabiler Targetzustand erreicht werden, da ohne weitere Gaszufuhr bei gleichbleibender, tiefer Temperatur weder ein Abschmelzen noch ein Aufwachsen des Targets erkennbar war. Die Exposition des Targets im Vakuum dagegen führte zu einer langsamen Sublimation der Targetoberfläche aufgrund von Wärmestrahlung, die in diesem Zustand nicht mehr vom Zuchtgefäß abgeschirmt wurde. Gleichzeitig war bei Exposition im Vakuum die Anlagerung von Fremdgasen, die in kleiner Konzentration weiterhin vorlagen, durch Resublimation an der Oberfläche möglich.

---

## Charakterisierung der Targetgeometrie

---

Der stabile Tieftemperaturzustand war ideal geeignet zur Vermessung der Targetgeometrie mittels optischer (Kamera, Interferometrie und chromatisch konfokale Mikroskopie) und kernphysikalischer ( $\alpha$ -Teilchen-Spektroskopie) Verfahren (siehe auch Abschnitte 2.6 und 3.1.5). Die Ergebnisse der verschiedenen Messmethoden sowie eine Beurteilung ihrer Eignung sind in Abschnitt 4.1.2 beschrieben.

Eine stabile Targetgeometrie war insbesondere für die Targetdickenbestimmung mittels  $\alpha$ -Teilchen erforderlich, da hierzu das Messsignal über mindestens 60 s integriert werden musste. Zusätzlich zur Charakterisierung der finalen Targetgeometrie wurden die optischen Verfahren auch zur Prozessüberwachung während der Targetherstellung genutzt, insbesondere das Kamerasystem.

---

## Warmfahren des Targetsystems

---

Um nach Abschluss eines Experiments Änderungen am Versuchsaufbau vornehmen zu können, z. B. einen Austausch des Targeteinsatzes oder der Indiumdichtung, musste der Versuchsaufbau warm gefahren, d. h. von der kryogenen Arbeitstemperatur auf Raumtemperatur aufgewärmt werden. Hierzu wurde zunächst der Heliumkompressor und damit die Kühlung über den Kaltkopf ausgeschaltet. Anschließend konnte der Versuchsaufbau entweder passiv, d. h. allein durch Wärmeaustausch mit der Umgebung, oder aktiv, d. h. mittels Wärmezufuhr durch die im Aufbau integrierten Heizkapseln, erwärmt werden. Die aktive Variante war mit einer durchschnittlichen Aufheizzeit von 1,5 h der passiven Variante mit einer Aufheizzeit von ca. 10 h vorzuziehen. Allerdings musste bei der aktiven Beheizung darauf geachtet werden, dass der Wärmeeintrag über die Heizkapseln lokal zu keiner Temperatur führte, die außerhalb der Spezifikation der Temperatursensoren lag, d. h. über der modellspezifischen Grenze von 320 K bzw. 420 K für die *Cernox*-Sensoren, da diese sonst irreversibel beschädigt worden wären.

Der Aufheizvorgang konnte durch Erhöhung des Drucks und damit der Verbesserung des Wärmetransports durch Konvektion beschleunigt werden; der Zeitgewinn beim aktiven Warmfahren lag bei ca. 30 min. Hierzu wurden das Vakuumsystem deaktiviert und ab einer Temperatur von ca. 100 K reiner Stickstoff über ein separates Gaszufuhrsystem in die Vakuumkammer eingebracht. Stickstoff hat hierbei gegenüber Raumluft den Vorteil, dass er aufgrund des Siedepunkts von 77 K nicht am Versuchsaufbau anfriert, während Bestandteile der Raumluft wie z. B. Wasser eine Eisschicht am Versuchsaufbau ausbilden würden, die bei Raumtemperatur schmelzen und in der Vakuumkammer als Wasser zurückbleiben würde. Diese Kontamination würde zum einen die Herstellung reiner Wasserstofftargets im nächsten Experiment beeinträchtigen und zum anderen insbesondere den Abpumpvorgang durch das Vakuumsystem signifikant verlangsamen. Daher wurde darauf geachtet, dass die Vakuumkammer erst nach vollständiger Erwärmung des Kryosystems auf Raumtemperatur geöffnet wurde.

---

## 4.1.2 Charakterisierung kryogener Targets

---

Die Charakterisierung kryogener Targets und dabei insbesondere die Bestimmung der Targetdicke erfolgte im Versuchsaufbau am IKP mittels dreier Methoden: Weißlichtinterferometrie, chromatisch-konfokale Mikroskopie und  $\alpha$ -Teilchen-Spektroskopie (siehe auch Abschnitte 2.6 und 3.1.5). Die beiden optischen Verfahren bieten hierbei eine Messung in Echtzeit, während die  $\alpha$ -Teilchen-Spektroskopie je nach Aktivität der Quelle und der Messgeometrie einen Messzeitraum von etwa 1 min erfordert (siehe auch Abschnitt 4.1.2 und (Ebert 2014)).

---

### Weißlichtinterferometrie

---

Die Verwendung des Weißlichtinterferometer-Messkopfes vom Typ *RB 200 006* in Verbindung mit der Auswerteeinheit *CHRocodile S* des Herstellers *Precitec* führte im Rahmen der durchgeführten Experimente zu keinen verwertbaren Messungen. Aufgrund des interferometrischen Messprinzips muss zur erfolgreichen Bestimmung der Targetdicke die Reflexion der Vorderseite des Targets mit dem Signal von der Rückseite des Targets überlagert werden (siehe auch Abschnitt 2.6.4). Während die Vorderseite, d. h. die dem Sensor zugewandte Seite des Targets, ein Reflexionssignal ausreichender Intensität lieferte, konnte von der Rückseite kein ausreichendes Signal durch den Messkopf empfangen werden.

Die Gründe hierfür liegen zum einen in dem niedrigen Brechungsindex von 1,16 (Souers 1986), zum anderen in der nicht planaren Targetstruktur der erzeugten kryogenen Targets. Durch das Aufwachsen der Targets durch Resublimation entlang des gekühlten Targethalters folgte die Form des Targets dem Targethalter. Im Falle der gewählten Lochgeometrie bildete sich somit zunächst an den Rändern eine Eisschicht aus, die sich im Laufe des Zuchtvorgangs vergrößerte, bis die Öffnung im Targethalter von außen nach innen völlig bedeckt wurde. Hierdurch ergab sich eine konkave Grundstruktur des Targets. Diese Geometrie wiederum führt zu einer Brechung des vom Messkopf ausgesandten Lichts innerhalb des Targets, sodass nur ein kleiner Teil in die Richtung des Messkopfes reflektiert wird. Dieser Anteil des reflektierten Lichts war zumeist nicht ausreichend, um ein Signal mit dem für eine korrekte Auswertung erforderlichen SNR zu gewährleisten.

Da die Lichtquelle in der Auswerteeinheit fest verbaut ist und die Verwendung des Messkopfes an die Verwendung der Auswerteeinheit gekoppelt ist, konnte keine stärkere Lichtquelle verwendet werden, um das Signal zu verbessern. Die Lichtausbeute könnte grundsätzlich durch einen anderen Messkopf mit größerer numerischer Apertur verbessert werden. Allerdings gab es zum Zeitpunkt der durchgeführten Untersuchungen keinen kompatiblen Messkopf, der bei größerer numerischer Apertur gleichzeitig einen ausreichend großen Arbeitsabstand von ca. 2 cm bot, um das Target bei geschlossenem Zuchtgefäß vermessen zu können. Somit musste ein anderes Messverfahren gewählt werden, um die Dicke der kryogenen Targets bestimmen zu können.

---

### Chromatisch-konfokale Mikroskopie

---

Die zur Messung nach dem chromatisch-konfokalen Prinzip verwendeten Messköpfe vom Typ *RB 200 450* verwenden ebenfalls die Auswerteeinheit *CHRocodile S* und damit dieselbe LED-Lichtquelle wie der zuvor beschriebene Weißlichtinterferometer-Messkopf. Im Gegensatz zum Konzept der Interferometrie ist das chromatisch-konfokale Messprinzip nur auf die Reflexion einer Grenzfläche angewiesen (siehe auch Abschnitt 2.6.4). Hierbei wird lediglich der Abstand zur ersten Grenzfläche auf Basis des Spektrums bzw. des Hauptfarbanteils des von der Grenzfläche reflektierten Lichts bestimmt.

Sowohl die Targetoberflächen der mittels Resublimation erzeugten kryogenen Wasserstofftargets als auch der mittels Erstarren aus der Flüssigphase hergestellten Targets konnten mittels der chromatisch konfokalen Sensoren vermessen werden. Gleichzeitig konnten die Sensoren zur Bestimmung des Abstandes von Referenzflächen, z. B. dem Rahmen des Targethalters oder der aufgebrachten Plastikfolie, genutzt werden. Dies war u.a. nötig, um die Vibration des verwendeten Kaltkopfes (siehe auch Abschnitt 3.1.2) von einer Veränderung der Targetgeometrie unterscheiden zu können, da der chromatisch-konfokale Sensor eine Änderung des ermittelten Abstands des Sensors zur vermessenen Grenzfläche aufgrund von Aufwachsen des Targets nicht von einer Veränderung aufgrund einer Bewegung des Targets unterscheiden kann. Die Vibrationen des Kaltkopfes sind dabei an der an die Oszillation des Verdrängers gekoppelten Frequenz von 1 Hz und einer Amplitude von 20  $\mu\text{m}$  bis 100  $\mu\text{m}$ , je nach mechanischem

---

Aufbau, erkennbar; da die Schwingung symmetrisch um die vertikale Achse des Kaltkopfes erfolgt, kann diese Unsicherheit aus dem Messsignal durch zeitliche Mittelung eliminiert werden.

Je nach Qualität der erzeugten Targetoberfläche konnte mit einem einzigen chromatisch-konfokalen Sensor entweder zumindest die vordere Grenzfläche, in einigen Fällen aber auch gleichzeitig die rückseitige Grenzfläche des Targets vermessen werden. Insbesondere bei aus der Flüssigphase erzeugten kryogenen Targets war die Targetstruktur gleichmäßig und transparent genug, sodass auch von der Rückseite Licht ausreichender Intensität reflektiert wurde. Im Gegensatz zur Interferometrie sind die erkannten Maxima des reflektierten Spektrums beim chromatisch-konfokalen Messprinzip separat auswertbar und entsprechen einzelnen Abstandswerten. Dadurch ist die Messung robuster gegenüber geringen SNR und konnte erfolgreich angewendet werden.

Die Verwendung eines einzelnen chromatisch-konfokalen Messkopfs zur Bestimmung der Targetdicke erfordert allerdings bestimmte Annahmen, falls nicht beide Grenzflächen gleichzeitig erfasst werden können (vgl. Abschnitt 3.1.5). Daher wurde am IKP auch die gleichzeitige Verwendung zweier chromatisch-konfokaler Messköpfe zur direkten Dickenbestimmung des Targets durch Vermessung je einer Grenzfläche pro Sensor erprobt. Der Versuchsaufbau (siehe Abb. 3.15) sowie die Messungen an Plastikfolien und Referenztargets wurden von Herrn Frank Mertins im Rahmen seiner Master-Arbeit „Charakterisierung von Targets für lasererzeugte Plasmen“ (Mertins 2013) aufgebaut bzw. durchgeführt. Hierzu wurden die beiden Messköpfe gleichen Typs an zwei Auswerteeinheiten vom Typ *CHRodocile S* angeschlossen, die miteinander synchronisiert wurden. Die beiden Messköpfe wurden gegenüberliegend montiert und so ausgerichtet, dass sich das zu vermessende Target in der Mitte des jeweiligen Arbeitsbereichs der beiden Messköpfe befand. Bei transparenten Targets mussten die Messköpfe so arretiert werden, dass die beiden Messköpfe nicht exakt deckungsgleich auf das Target ausgerichtet waren, da es sonst aufgrund von Streu- und Brechungseffekte zu Störungen in der Auswertung aufgrund des jeweils anderen Lichtstrahls kam.

Mit diesem Aufbau konnten intransparente Keramikkalibriernormale und transparente Plastikfolien mit Dicken von  $0,1\text{ }\mu\text{m}$  bis  $300\text{ }\mu\text{m}$  erfolgreich vermessen werden (Mertins 2013). Da der erforderliche Messaufbau allerdings zu groß für die Verwendung im Kryoaufbau am IKP war, konnten keine Messungen an kryogenen Targets durchgeführt werden. Die Verwendung eines Aufbaus mit zwei Messköpfen wurde für das Experiment an VULCAN vorgesehen (siehe auch Abschnitt 3.3.3).

---

### $\alpha$ -Teilchen-Spektroskopie

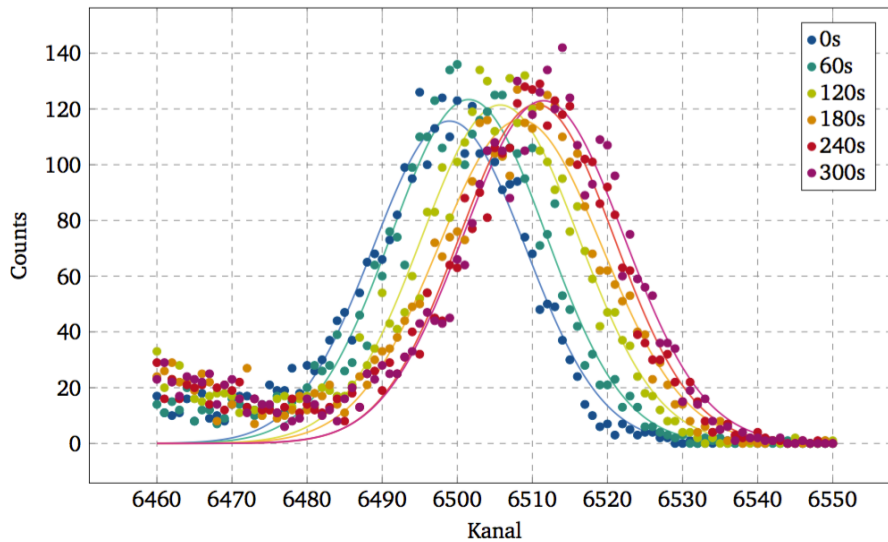
---

Neben den optischen Messverfahren wurde am IKP die Targetdickenbestimmung auch mittels der kernphysikalischen Methode der  $\alpha$ -Teilchen-Spektroskopie untersucht (siehe auch Abschnitt 3.1.5). Der Vorteil dieser Methode liegt in der Unabhängigkeit von den optischen Eigenschaften des Targets, wie etwas Oberflächenrauigkeit und Reflexionsvermögen; die Messung setzt allerdings genaue Kenntnis der Materialdichte voraus und ausreichend dünne Targets voraus, in denen die  $\alpha$ -Teilchen nicht vollständig gestoppt werden.

Für die Targetcharakterisierung wurde auf einem Targeteinsatz aus Kupfer mit einem Lochdurchmesser von 2 mm zunächst ein kryogenes Deuteriumtarget mit einer Anfangsdicke von ca.  $200\text{ }\mu\text{m}$  bis  $400\text{ }\mu\text{m}$  aufgefroren; da der Versuchsaufbau für die  $\alpha$ -Teilchen-Spektroskopie keine parallele Verwendung anderer Targetdiagnostiken zuließ, wurde diese Dicke mithilfe des Kamerasystems und basierend auf Erfahrungswerten abgeschätzt. Bei der initialen Targetdicke konnten keine  $\alpha$ -Teilchen am Detektor nachgewiesen werden. Anschließend wurde die initiale Targetdicke durch langsames Abschmelzen des gefrorenen Deuteriums durch Aufheizen des Targethalters auf ca. 19 K verringert, um die Dynamik und Zeitauflösung der kernphysikalischen Messmethode zu untersuchen. Hierzu wurden über insgesamt 300 s sequentiell fünf Messungen über je 60 s durchgeführt. Abbildung 4.3 zeigt das aufgenommene Energiespektrum der  $\alpha$ -Teilchen über die Versuchszeit.

Die erste über den Halbleiterdetektor ermittelte Targetdicke betrug dabei  $(1,07 \pm 0,12)\text{ }\mu\text{m}$  (Ebert 2014). Dieses Ergebnis war mit der optischen Beobachtung der Targetdicke nicht vereinbar. Eine mögliche Erklärung hierfür ist das ungleichmäßige Abschmelzen des Targets, wodurch sich die Targetdicke inhomogen verändert und die Struktur evtl. Risse gebildet hat. Somit könnten  $\alpha$ -Teilchen das Target nahezu ungehindert passiert und damit zu dem zu niedrigen gemessenen Energieverlust beigetragen haben.

Das Experiment offenbarte zwei Schwächen der Dickenbestimmung mittels Energieverlust: 1. der Fokuspunkt der  $\alpha$ -Teilchen ist nicht exakt definiert und 2. die Zeitauflösung ist durch die Aktivität der Quelle und die geometrischen Randbedingungen begrenzt. Die geringe Zeitauflösung und die räumliche Ausdehnung der Quelle bedeuteten eine zeitliche Mittelung über das Verhalten der Targetoberfläche und damit der Dicke, sowie eine räumliche Mittelung über



**Abbildung 4.3:** Dickenbestimmung eines kryogenen Wasserstofftargets mittels  $\alpha$ -Teilchen-Spektroskopie. Die Abbildung zeigt mittels Siliziumsperrschichtzähler über jeweils 60 s gezählte  $\alpha$ -Teilchen nach Durchgang durch ein kryogenes Wasserstofftarget (siehe auch Abb. 3.17). Die Bestimmung des Energieverlusts der  $\alpha$ -Teilchen erfolgt über den Mittelwert der angefitteten Gaußkurven und dem zugeordneten Kanal des Spektrometers. Das kryogene Target wurde während des Messvorgangs durch Aufheizen abgeschmolzen, wodurch sich eine Verschiebung des Energieverlusts von niedrigen Kanälen (hoher Energieverlust) hin zu hohen Kanälen (niedriger Energieverlust) aufgrund der abnehmenden Targetdicke über die Messzeit ergab. (Ebert 2014)

den von den  $\alpha$ -Teilchen erfassten Bereich des Targets. Diese Schwachpunkte könnten durch Einsatz einer stärkeren Quelle und einer zusätzlichen Blende, die den Raumwinkel der detektierten  $\alpha$ -Teilchen begrenzt, grundsätzlich beseitigt werden. Allerdings bestehen die meisten stärkeren radioaktiven  $\alpha$ -Quellen aus größeren Probenstücken, die wiederum über einen größeren Raumwinkel abstrahlen. Durch Einsatz einer Blende würde die effektive Aktivität am Target wiederum verringert, sodass nur eine geringfügige Verbesserung der Zeitauflösung auf ca. 10 s bis 30 s möglich erscheint. Gleichzeitig erfordert die  $\alpha$ -Teilchen-Spektroskopie besondere Vorsicht beim Handling der radioaktiven Quelle und erschwert damit die Einsatzfähigkeit durch notwendige Strahlenschutzmaßnahmen im Bereich des Targetaufbaus. Der eingesetzte Aufbau zur  $\alpha$ -Teilchen-Spektroskopie erwies sich damit als weniger gut geeignet zur Bestimmung der Targetdicke kryogener Targets als das optische Verfahren der chromatisch-konfokalen Sensoren.

## 4.2 PHELIX

Die Experimentkampagne am Lasersystem PHELIX bei GSI ermöglichte die erstmalige Untersuchung der Einsatzfähigkeit reiner gefrorener Wasserstofftargets in dünner folienähnlicher Geometrie für die lasergetriebene Ionenbeschleunigung. Unter Verwendung dünner Plastikfolien konnte die Eignung von PHELIX zur Ausnutzung des Beschleunigungsmechanismus BOA demonstriert und gleichzeitig eine neue Rekordenergie für Protonen von 65 MeV erzielt werden.

Im ersten Teil der Experimentkampagne im April 2013 an PHELIX wurden elf Plastiktargts aus TPX mit Dicken im Bereich von  $0,2\,\mu\text{m}$  bis  $1,2\,\mu\text{m}$  mit Laserpulsen mit Energien im Bereich von 152 J bis 214 J unter einem Winkel von  $10^\circ$  bestrahlt. Der erfolgreiche Nachweis der Erzeugung lasergetriebener Ionenstrahlen gelang in sieben der insgesamt elf Experimente in dieser Versuchsreihe.

Im zweiten Teil der Experimentkampagne im August 2013 wurden 27 Plastiktargts aus TPX mit Dicken im Bereich von  $0,16\,\mu\text{m}$  bis  $0,77\,\mu\text{m}$  mit Laserpulsen mit Energien im Bereich von 80 J bis 224 J unter einem Winkel von  $0^\circ$  bestrahlt. In 20 der 27 Experimente in dieser Anordnung wurde auf die Plastikträgerfolie mit einer Dicke von 162 nm Deuterium mit einer Schichtdicke von  $10\,\mu\text{m}$  bis  $200\,\mu\text{m}$  aufgefroren. Neben den Experimenten mit reinen Plastiktargts und kombinierten Targetgeometrien wurden auch fünf Experimente mit reinen gefrorenen Deuteriumtargts in Foliengeometrie mit Dicken im Bereich von  $100\,\mu\text{m}$  bis  $1000\,\mu\text{m}$  durchgeführt.

---

Die Daten der einzelnen Experimente sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Die Ergebnisse bei der Verwendung von reinen Plastiktargets werden in Abschnitt 4.2.1 exemplarisch diskutiert, die Ergebnisse unter Verwendung von kryogenem Deuterium in Abschnitt 4.2.2. Eine detaillierte Betrachtung der Ergebnisse unter Verwendung der Plastiktargets findet sich in der Dissertation „Kontrolle des zeitlichen Kontrastes am Lasersystem PHELIX“ (Wagner 2014) von Herrn Florian Wagner, mit dem die Experimentkampagne gemeinsam durchgeführt wurde.

---

#### 4.2.1 Plastiktargets

---

Für die Mehrheit der Experimente an PHELIX wurden Plastiktargets aus TPX eingesetzt. Die Gründe hierfür liegen in der einfacheren Handhabung und der damit verbundenen höheren Anzahl von Experimenten bzw. Laserschüssen pro Strahlzeittag; die Anzahl der Experimente pro Tag war bei der Verwendung von Plastiktargets in erster Linie durch die Abkühlzeit des Lasersystems nach einem Vollenergieschuss von ca. 90 min begrenzt, wodurch bis zu sechs Experimente mit Plastiktargets pro Tag möglich waren. Daher dienten die Schüsse auf Plastiktargets neben der Untersuchung der Laser-Materie-Wechselwirkung, und hierbei insbesondere der Protonenbeschleunigung mittels BOA, auch der Charakterisierung der aktuellen Laserperformance von PHELIX sowie der Evaluation der optimalen Targetparameter für dieses Lasersystem.

Ein wesentlicher Bestandteil dieser Evaluation war die Erprobung der einstellbaren Laserkontrastoption im Bereich des Frontends durch das von Herrn Florian Wagner konzipierte uOPA-Modul (Wagner, João u. a. 2013; Wagner 2014) (siehe auch Abschnitt 3.2.1). Die Experimentkampagne an PHELIX wurde daher gemeinsam mit Herrn Wagner konzipiert und durchgeführt. Es zeigte sich, dass der Einsatz des uOPA-Moduls und die damit verbundene Laserkontrastverbesserung vorteilhaft für die lasergetriebene Protonenbeschleunigung war und somit hohe Maximalenergien von bis zu 65 MeV bei Ausnutzung des BOA-Mechanismus erzielt werden konnten. Im Folgenden werden exemplarisch die Ergebnisse der Experimente mit Plastiktargets und der Einfluss des Lasersystems beschrieben. Eine detaillierte Beschreibung dieser Versuchsreihen liegt außerhalb der Zielsetzung dieser Arbeit; sie findet sich in der Dissertation „Kontrolle des zeitlichen Kontrastes am Lasersystem PHELIX“ (Wagner 2014) von Herrn Florian Wagner und in (Wagner, Bedacht u. a. 2015).

---

#### Einfluss der Targetdicke

---

Tabelle 4.1 zeigt, dass die erreichten Maximalenergien der Protonen stark von der Dicke des Targets abhängen. Gleichzeitig konnten nur für einige bestimmte Targetdicken eindeutig zwei verschieden ausgerichtete Protonenstrahlen beobachtet werden, die den beiden Beschleunigungsmechanismen TNSA und BOA zugeschrieben werden können (siehe auch Abschnitt 2.1).

Abbildung 4.5 zeigt zwei Strahlprofile, deren Zentren eine räumliche Separation aufweisen. Die Profile wurden in Experiment 7451 bei der Bestrahlung eines  $0,745\text{ }\mu\text{m}$  dicken Plastiktargets unter einem Winkel von  $10^\circ$  mit einem RCF-Stapel aufgenommen. Über die räumliche Trennung der beiden Strahlkomponenten lassen sich diese den verschiedenen Beschleunigungsmechanismen TNSA und BOA zuordnen. Unter der Annahme, dass der mittels TNSA erzeugte Strahlanteil entlang der um  $10^\circ$  gegenüber dem Laserstrahl verkippten Targetnormalen propagiert, entspricht das linke Strahlprofil den mittels TNSA beschleunigten Protonen, während der entlang der Laserachse ausgerichtete, höherenergetische Strahlanteil dem Mechanismus BOA zugeschrieben werden kann (siehe auch Abschnitt 2.1). Das Profil des BOA-Strahls erscheint deutlicher ausgeprägt und reicht bis zu einer Energie von über 61 MeV; die Extrapolation mittels der in Abschnitt 2.6.5 beschriebenen Auswerteroutinen ergab eine Maximalenergie von 65 MeV. Der TNSA-Strahlanteil erreicht mit ca. 39 MeV eine deutlich geringere Maximalenergie.

Abbildung 4.8 zeigt das Ionenstrahlprofil aus Experiment 8188, das bei der Bestrahlung eines  $0,162\text{ }\mu\text{m}$  dünnen Plastiktargets aufgenommen wurde. Die Mitte des RCF-Stapels war auf die Laserpropagationsachse ausgerichtet. Die vordersten sechs Schichten des RCF-Stapels bis einer Energie von 28 MeV zeigen zwei kreisförmige, miteinander überlagerte Strahlprofile. Da das Target unter einem Winkel von  $0^\circ$  bestrahlt wurde, lassen sich den einzelnen Strahlanteilen die zugrunde liegenden Beschleunigungsmechanismen nicht zweifelsfrei zuordnen. Aufgrund der höheren Maximalenergie der inneren, weniger divergenten Strahlkomponente erscheint eine Beschleunigung nach dem BOA-Mechanismus möglich. Die Maximalenergie dieses BOA-Strahlanteils beträgt ca. 42 MeV, während die langsameren Protonen des TNSA-Strahlanteils mit Energien von bis zu 28 MeV bereits vollständig im RCF-Stapel gestoppt wurden.



Experiment	Targetmaterial	Targetdicke [ $\mu\text{m}$ ]	$E_L$ [J]	Mechanismus	$E_{\text{cut}}$ [MeV]	$E_{\text{norm}}$ [ $\text{MeV J}^{-0.5}$ ]
7440	TPX	0.745	203	TNSA	25.5	1.79
				BOA	54.5	3.83
7444	TPX	0.414	207		38.5	2.68
7446	TPX	0.587	197		33.0	2.35
7448	TPX	1.161	152		27.0	2.19
7451	TPX	0.745	214	TNSA	38.0	2.60
				BOA	64.6	4.42
7454	TPX	1.161	184		33.6	2.48
7456	TPX	0.350	189		42.7	3.11
8147	TPX + H <sub>2</sub>	0.162 + 80	203		38.0	2.67
8149	TPX + H <sub>2</sub>	0.162 + 166	208		57.7	4.00
8156	TPX + H <sub>2</sub>	0.162 + 14	215		49.3	3.36
8158	TPX + H <sub>2</sub>	0.162 + 166	192		25.0	1.80
8160	TPX + H <sub>2</sub>	0.162 + 100	210		20.7	1.43
8162	TPX + H <sub>2</sub>	0.162 + 80	181		42.9	3.19
8171	TPX + H <sub>2</sub>	0.162 + 10	161		39.0	3.07
8180	TPX + H <sub>2</sub>	0.162 + 12	173		45.9	3.49
8182	TPX + H <sub>2</sub>	0.162 + 18	213		49.4	3.38
8184	TPX + H <sub>2</sub>	0.162 + 20	180		46.0	3.43
8186	TPX + H <sub>2</sub>	0.162 + 9	216		53.0	3.61
8188	TPX	0.162	184		41.9	3.09
8192	TPX + H <sub>2</sub>	0.162 + 620	218		20.4	1.38
8194	TPX + H <sub>2</sub>	0.162 + 620	171		41.9	3.20
8203	D <sub>2</sub>	100	160		46.0	3.64
8209	D <sub>2</sub>	1000	160		28.6	2.26
8211	TPX	0.748	208		45.2	3.13

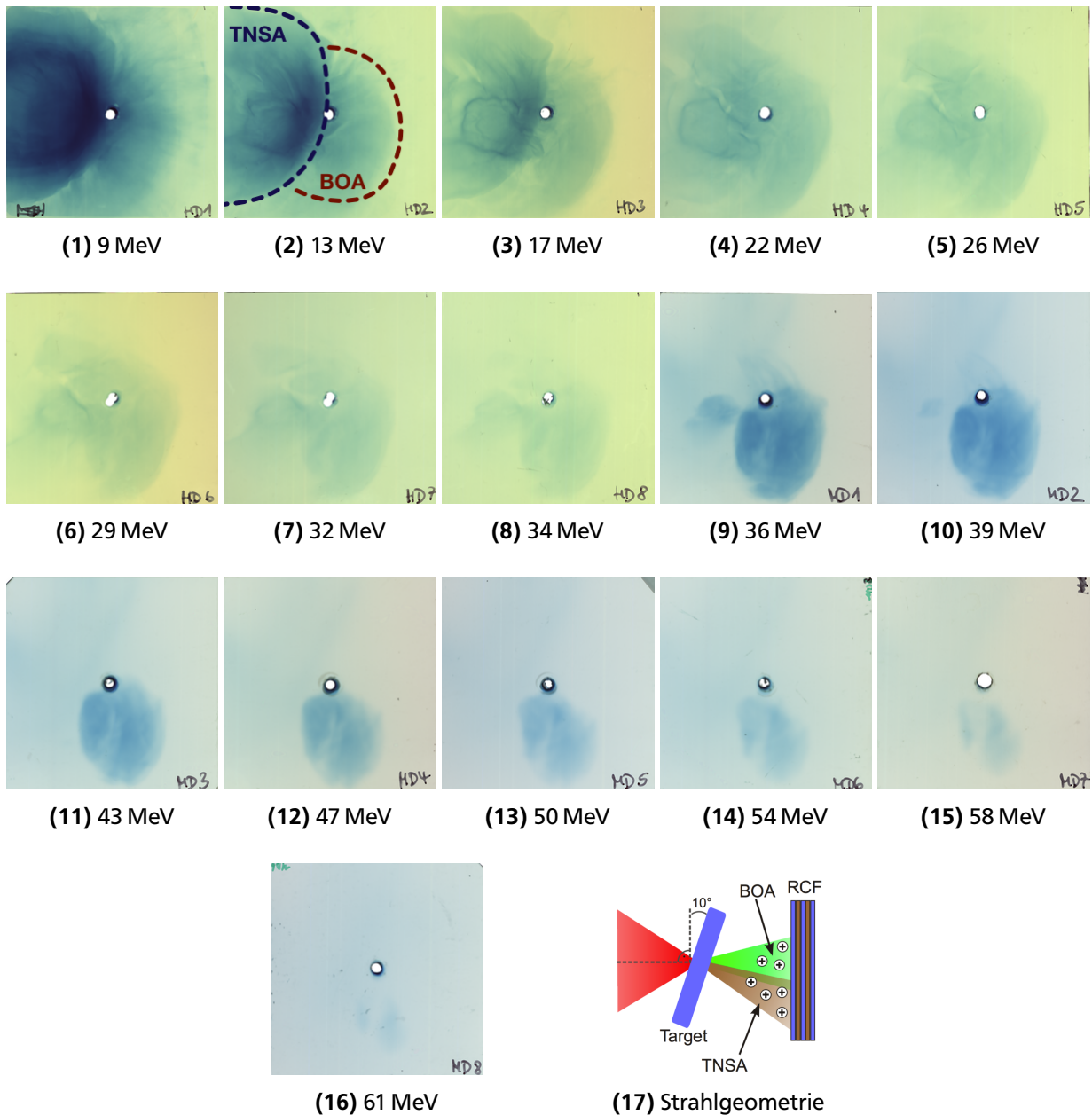
**Tabelle 4.1:** Übersicht der Ergebnisse der Experimentenkampagne an PHELIX, deren einzelne Experimente mit der zugehörigen Schussnummer aus der PHELIX-Schussdatenbank bezeichnet sind. Die angegebene Laserenergie  $E_L$  pro Hochenergieschuss bezieht sich auf die vom PHELIX-Kontrollsystem berechnete Energie.  $E_{\text{cut}}$  bezeichnet die anhand des RCF-Stapels errechnete Maximalenergie der Ionen,  $E_{\text{norm}}$  das Verhältnis von  $E_{\text{cut}}$  zur Quadratwurzel der Laserenergie  $E_L$ .

Die Messunsicherheit bei der Bestimmung der Dicke der Plastiktargets (TPX) liegt bei ca. 10 %, die Bestimmung der Targetdicke des gefrorenen Wasserstoffs ist mit einer deutlich größeren Unsicherheit behaftet und kann nur auf 50 % bis 100 % des Messwerts abgeschätzt werden (siehe auch Abschnitt 3.2.3).

Sofern auf dem RCF-Stapel zwei getrennte Strahlprofile klar erkennbar waren, ist der zugeordnete Beschleunigungsmechanismus in der Spalte „Mechanismus“ vermerkt. Der horizontale Trennstrich trennt die Experimente des ersten Teils der Experimentenkampagne im April 2013 von den späteren Experimenten im August 2013; die Experimente im April wurden unter einem Targetwinkel von 10° relativ zur Laserpropagationsrichtung durchgeführt, die Experimente im August unter normalem Einfall.

Die Übersicht zeigt, dass in den Experimenten mit Plastiktargets (TPX) mit einer Dicke von 0,745  $\mu\text{m}$  die höchsten Ionenenergien unter Ausnutzung des BOA-Mechanismus erzielt werden konnten. Die Kombination von Plastiktargets und auf deren Oberfläche aufgefrorenem Wasserstoff zeigt einen geringen Einfluss auf die erreichbare Maximalenergie. Die angegebenen Ionenenergien für die Experimente 8203 und 8209 mit gefrorenen Deuterium (D<sub>2</sub>) als Targetmaterial beziehen sich auf die Maximalenergie der beschleunigten Deuteronen.

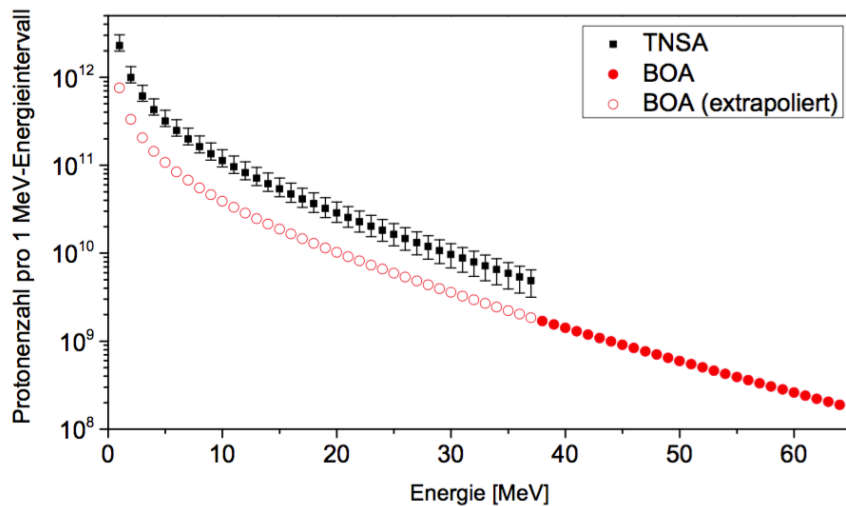
Experimente, bei denen kein Ionenstrahl nachgewiesen werden konnte, sind nicht in der Tabelle aufgeführt.



**Abbildung 4.5:** Ionenstrahlprofil des RCF-Stapels aus Experiment 7451 an PHELIX. Das Experiment wurde mit einem Plastiktargt (TPX) der Dicke  $0,745\ \mu\text{m}$  und einem Laserpuls der Energie 214 J unter einem Einfallswinkel von  $10^\circ$  durchgeführt und erzeugte einen Ionenstrahl mit einer Maximalenergie von 64,6 MeV.

Die unter den einzelnen Bildern angegebenen Energiewerte entsprechen der Maximalenergie der Ionen, die im jeweiligen RCF-Film vollständig gestoppt wurden. Der RCF-Stapel wurde im Experiment auf die Laserachse zentriert, das Loch in der Mitte diente der Transmission eines Teils des Ionenstrahls in das hinter dem RCF-Stapel positionierte Magnetspektrometer. Die Grundfarbe des jeweiligen RCF-Films ist abhängig von der verwendeten Filmart (*HD*, *MD* bzw. *EBT*).

Auf den ersten neun Folien bis zu einer Maximalenergie von 36 MeV ist die Überlagerung zweier Strahlprofile mit unterschiedlichen Strahlzentren – links und mittig – zu erkennen. Das mittig zentrierte Profil setzt sich bis zu einer Maximalenergie von ca. 61 MeV fort. Der nach links versetzte niederenergetische Ionenstrahl mit größerer Divergenz kann dem Beschleunigungsmechanismus TNSA zugeschrieben werden, die innere Strahlkomponente dem Mechanismus BOA (vgl. Abbildung (2)). Die räumliche Trennung der Strahlzentren kann auf den Einfallswinkel von  $10^\circ$  zurückgeführt werden, wodurch die dem TNSA-Mechanismus zugeschriebene Ionenstrahlkomponente entlang der Targetnormalen propagiert, während die dem BOA-Mechanismus zugeschriebene Komponente entlang der Laserachse propagiert. Abbildung (17) zeigt schematisch die dem Experiment zugrundeliegende Strahlgeometrie (Wagner 2014).



**Abbildung 4.6:** Energiespektrum des in Experiment 7451 an PHELIX erzeugten Ionenstrahls. Das Experiment wurde mit einem Plastiktargt (TPX) der Dicke  $0,745\text{ }\mu\text{m}$  und einem Laserpuls der Energie  $214\text{ J}$  unter einem Einfallswinkel von  $10^\circ$  durchgeführt und erzeugte einen Ionenstrahl mit einer Maximalenergie von  $64,6\text{ MeV}$ . Die Abbildung zeigt die aus dem RCF-Stapel umgerechnete Protonenanzahl pro Energieintervall von  $1\text{ MeV}$ . Im RCF-Stapel konnten zwei Ionenstrahlkomponenten identifiziert und den Beschleunigungsmechanismen TNSA und BOA zugeordnet werden (siehe auch Abb. 4.5). Die Gesamtzahl der Protonen in der BOA-Komponente betrug  $(0,7 \pm 0,1) \times 10^{12}$  bzw.  $(2,2 \pm 0,3) \times 10^{12}$  in der TNSA-Komponente. Aufgrund der teilweisen räumlichen Überlagerung wurden die beiden Komponenten für das Energiespektrum entfaltet und extrapoliert. (Wagner 2014)

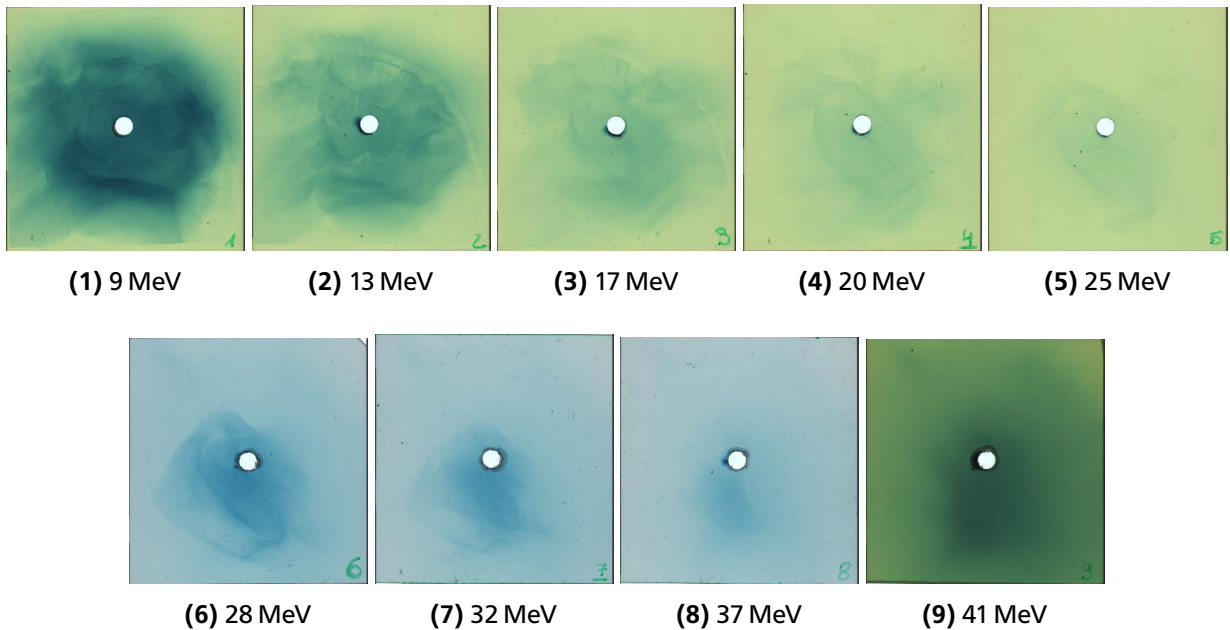
Abbildung 4.10 zeigt das bei der Bestrahlung eines  $1,161\text{ }\mu\text{m}$  dicken Targets unter einem Winkel von  $10^\circ$  in Experiment 7454 aufgenommene Strahlprofil. Hierbei sind nur auf den ersten beiden Filmen, d. h. bis zu einer Maximalenergie von  $13\text{ MeV}$ , zwei getrennte Strahlprofile zu erkennen. Zu höheren Energien bis hin zu ca.  $27\text{ MeV}$  ist nur das linke, TNSA zuzuordnende Strahlprofil nachweisbar.

Die für die Experimente verwendeten Plastiktargts wurden vor der Verwendung im Targetlabor des IKP sorgfältig vermessen, wobei die Messunsicherheit in der Dickenbestimmung bei ca.  $10\%$  lag (Tebartz 2014). Aufgrund der drei exemplarisch beschriebenen Experimente lässt sich trotz der weiten Staffellung der untersuchten Targetdicken eine Abhängigkeit der Maximalenergie der beschleunigten Protonen von der verwendeten Targetdicke ableiten, die sich ebenfalls anhand der anderen im Rahmen der Experimentkampagne durchgeführten Experimente bestätigen lässt (siehe auch Tabelle 4.1). Es zeigt sich dabei eine ausgeprägtere Abhängigkeit der maximalen Protonenenergie von  $27\text{ MeV}$  bis  $65\text{ MeV}$  des BOA-Strahls von der Targetdicke, während die Maximalenergie des TNSA-Strahls kaum skaliert und in den durchgeführten Experimenten bei  $26\text{ MeV}$  bis  $39\text{ MeV}$  lag. Dies bestätigt den anhand von ersten Experimenten und Simulationsrechnungen erwarteten Zusammenhang, nach dem die optimale Targetdicke – d. h. die Dicke, bei der Protonen auf die höchstmöglichen Teilchenenergie beschleunigt werden – genau dann gewählt ist, wenn das Zeitfenster der relativistischen Transparenz des Targets und damit die maximale Interaktion mit dem nicht vollständig expandierten Plasma mit dem Hauptpuls des Lasers zusammenfällt (siehe auch Abschnitt 2.1.3 und (Jung 2012)).

#### Einfluss der Laserparameter

Neben dem verwendeten Target sind die Parameter des bestrahlenden Laserpulses maßgeblich für die erfolgreiche Ionenbeschleunigung. Die im Aufbau verwendete Fokussierparabel ermöglichte einen Fokusdurchmesser von  $4\text{ }\mu\text{m}$  (FWHM) auf dem Target, wobei ca.  $25\%$  der Gesamtenergie auf die Halbwertsbreite des Fokus entfallen. Zusammen mit einer Laserenergie von  $160\text{ J}$  bis  $200\text{ J}$  nach der Kompression des Pulses auf  $500\text{ fs}$  ergaben sich damit Laserintensitäten im Bereich von  $4 \times 10^{20}\text{ W cm}^{-2}$  bis  $10^{21}\text{ W cm}^{-2}$ .

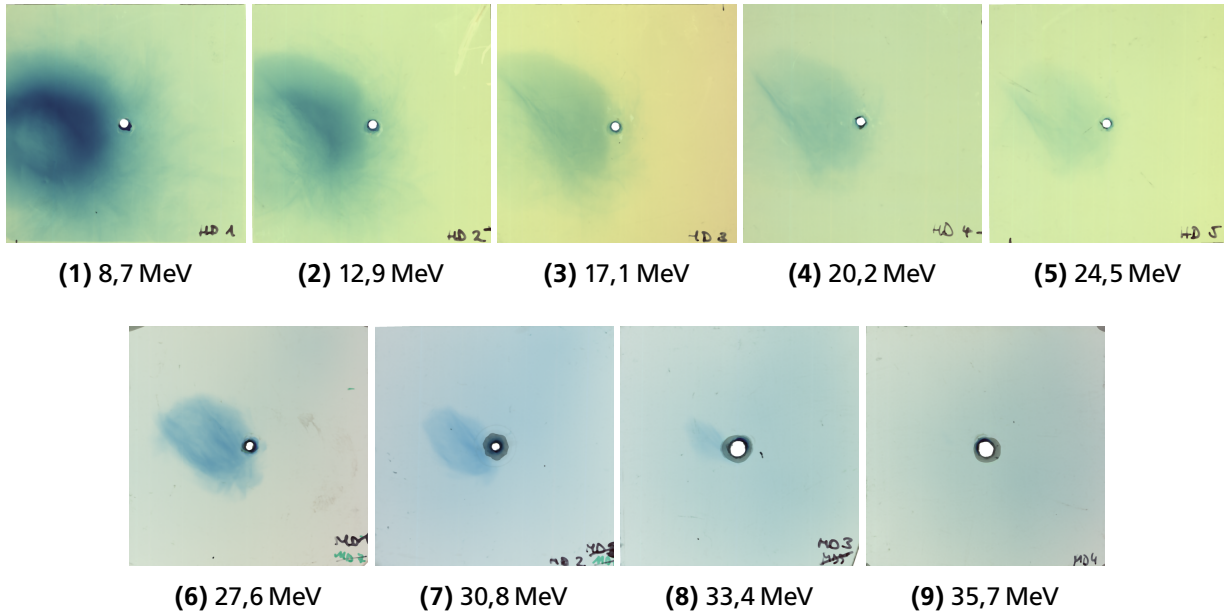
Für die im vorigen Abschnitt beschriebene optimale Targetdicke der Plastiktargts im Bereich zwischen  $0,2\text{ }\mu\text{m}$  bis  $1\text{ }\mu\text{m}$  war ein hoher Laserkontrast notwendig, um die Targets nicht durch vorzeitige Plasmazündung vor der Interaktion mit dem Laserhauptpuls zu zerstören. Dies konnte durch den Einsatz des uOPA-Moduls im PHELIX-Frontend



**Abbildung 4.8:** Ionenstrahlprofil des RCF-Stapels aus Experiment 8188 an PHELIX. Das Experiment wurde mit einem Plastiktargt (TPX) der Dicke  $0,162\ \mu\text{m}$  und einem Laserpuls der Energie  $184\ \text{J}$  unter einem Einfallswinkel von  $0^\circ$  durchgeführt und erzeugte einen Ionenstrahl mit einer Maximalenergie von  $41,9\ \text{MeV}$ .

Die unter den einzelnen Bildern angegebenen Energiewerte entsprechen der Maximalenergie der Ionen, die im jeweiligen RCF-Film vollständig gestoppt wurden. Der RCF-Stapel wurde im Experiment auf die Laserachse zentriert, das Loch in der Mitte diente der Transmission eines Teils des Ionenstrahls in das hinter dem RCF-Stapel positionierte Magnetspektrometer. Die Grundfarbe des jeweiligen RCF-Films ist abhängig von der verwendeten Filmart (*HD*, *MD* bzw. *EBT*).

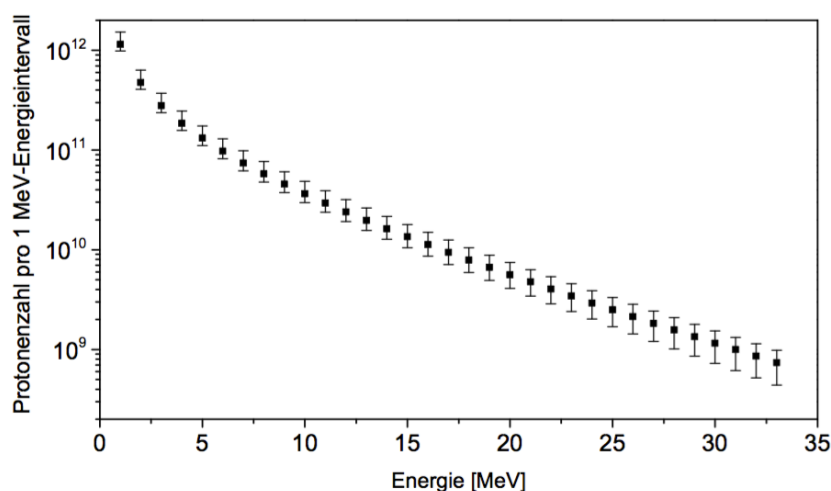
Auf den ersten vier Folien bis zu einer Maximalenergie von  $20\ \text{MeV}$  ist die Überlagerung zweier Strahlprofile – ein äußeres rundes Profil und ein inneres ovales Profil – zu erkennen. Das innere Profil setzt sich bis zu einer Maximalenergie von ca.  $41\ \text{MeV}$  fort. Der äußere, niederenergetische Ionenstrahl mit größerer Divergenz kann dem Beschleunigungsmechanismus TNSA zugeschrieben werden, die innere Strahlkomponente dem Mechanismus BOA. Eine exakte Zuordnung ist aufgrund der teilweisen räumlichen Überlagerung nicht möglich.



**Abbildung 4.10:** Ionenstrahlprofil des RCF-Stapels aus Experiment 7454 an PHELIX. Das Experiment wurde mit einem Plastiktargat (TPX) der Dicke  $1,161 \mu\text{m}$  und einem Laserpuls der Energie  $184 \text{ J}$  unter einem Einfallswinkel von  $10^\circ$  durchgeführt und erzeugte einen Ionenstrahl mit einer Maximalenergie von  $33,6 \text{ MeV}$ .

Die unter den einzelnen Bildern angegebenen Energiewerte entsprechen der Maximalenergie der Ionen, die im jeweiligen RCF-Film vollständig gestoppt wurden. Der RCF-Stapel wurde im Experiment auf die Laserachse zentriert, das Loch in der Mitte diente der Transmission eines Teils des Ionenstrahls in das hinter dem RCF-Stapel positionierte Magnetspektrometer. Die Grundfarbe des jeweiligen RCF-Films ist abhängig von der verwendeten Filmart (*HD*, *MD* bzw. *EBT*).

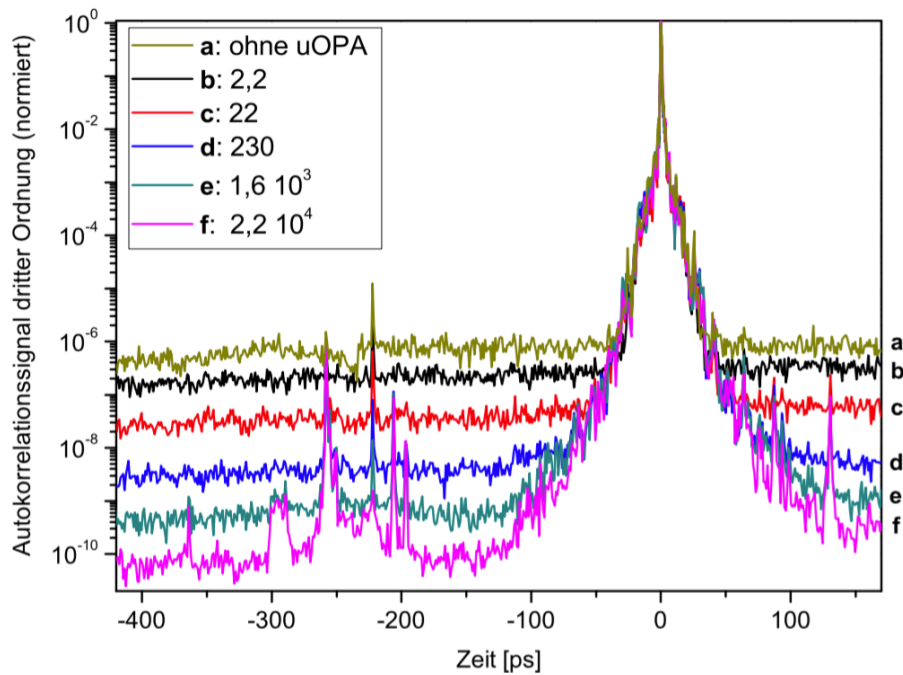
Auf den ersten neun Folien bis zu einer Maximalenergie von  $36 \text{ MeV}$  ist die Überlagerung zweier Strahlprofile mit unterschiedlichen Strahlzentren – links und mittig – zu erkennen. Das mittig zentrierte Profil setzt sich bis zu einer Maximalenergie von ca.  $61 \text{ MeV}$  fort. Der nach links versetzte niederenergetische Ionenstrahl mit größerer Divergenz kann dem Beschleunigungsmechanismus TNSA zugeschrieben werden, die innere Strahlkomponente dem Mechanismus BOA. Die räumliche Trennung der Strahlzentren kann auf den Einfallswinkel von  $10^\circ$  zurückgeführt werden, wodurch die dem TNSA-Mechanismus zugeschriebene Ionenstrahlkomponente entlang der Targetnormalen propagiert, während die dem BOA-Mechanismus zugeschriebene Komponente entlang der Laserachse propagiert.



**Abbildung 4.11:** Energiespektrum des in Experiment 7454 an PHELIX erzeugten Ionenstrahls. Das Experiment wurde mit einem Plastiktargat (TPX) der Dicke  $1,161 \mu\text{m}$  und einem Laserpuls der Energie  $184 \text{ J}$  unter einem Einfallswinkel von  $10^\circ$  durchgeführt und erzeugte einen Ionenstrahl mit einer Maximalenergie von  $33,6 \text{ MeV}$ .

Die Abbildung zeigt die aus dem RCF-Stapel (siehe auch Abb. 4.10) umgerechnete Protonenanzahl pro Energieintervall von  $1 \text{ MeV}$ . Die Gesamtzahl der Protonen im Ionenstrahl betrug hierbei  $(1,2 \pm 0,2) \times 10^{12}$ . (Wagner 2014)





**Abbildung 4.12:** Zeitliches Pulsprofil des PHELIX-Kurzpulsfrontends mit uOPA-Modul. Die Abbildung zeigt eine zeitabhängige Kontrastmessung des PHELIX-Laserpulsprofils mit einem Multipuls-Autokorrelator dritter Ordnung des Herstellers *Amplitude Technologies* vom Typ *Sequoia*. Die einzelnen Messkurven entsprechen der jeweiligen Einstellung des Verstärkungsfaktors im uOPA-Modul. Für einen Verstärkungsfaktor von  $2,2 \times 10^4$  (Kurve f) ergibt sich ein maximales Kontrastniveau von  $10^{-10}$  und ein Beginn der Anstiegsflanke des Hauptpulses 140 ps vor dem Intensitätsmaximum. (Wagner 2014)

erreicht werden. Abb. 4.12 zeigt das resultierende zeitliche Pulsprofil an PHELIX für verschiedene Einstellungen des uOPA-Moduls. Der vor Beginn der Experimentkampagne bestimmte ASE-Kontrast betrug  $(6 \pm 2) \times 10^{-12}$ , wodurch sich eine ASE-Intensität von  $(4 \pm 2) \times 10^9 \text{ W cm}^{-2}$  auf dem Target ergab (Wagner 2014). Diese Intensität ist niedriger als die Zerstörschwelle von dielektrischen Medien (Stuart u. a. 1996), wodurch eine Zerstörung des Targets vor dem Eintreffen des Hauptpulses verhindert werden konnte.

Neben der möglichen Zerstörung des Targets durch Vorpulse hat der zeitliche Verlauf des Hauptpulses einen Einfluss auf die Ionenbeschleunigung. Bei den genutzten Laserintensitäten wird die Ionisationsschwelle des Targetmaterials nicht erst im Maximum des zeitlichen Verlaufs des Laserpulses erreicht, sondern bereits während dessen ansteigender Flanke. Dies führt zu einer Schockwelle, die sich mit hoher Geschwindigkeit in Richtung der Propagation des Laserpulses durch das Target ausbreitet. Je nach zeitlichem Verlauf des Laserpulses und der Dicke des Targets kann die Schockwelle die Targetrückseite erreichen, bevor der Hauptpuls mit dem Target interagieren kann. Hierbei kann abhängig vom zeitlichen Abstand und der Energie der Schockwelle 1. ein Plasma auf der Targetrückseite gezündet werden, dass die Beschleunigung nach TNSA unterdrückt, oder 2. der Ausbruch der Schockwelle auf der Targetrückseite ohne Plasmazündung diese deformieren. Im zweiten Fall ist weiterhin eine Beschleunigung nach TNSA möglich, jedoch kann die Deformation der Rückseite Einfluss auf das Strahlprofil des erzeugten Ionenstrahl nehmen (Batani u. a. 2010). Da für alle untersuchten Targetdicken ein dem TNSA-Mechanismus zuzuordnendes Ionenstrahlprofil erzeugt werden konnte, ist das PHELIX-System in der genutzten Konfiguration auch für die Untersuchung sehr dünner Targetstrukturen geeignet.

Während für die mittels des BOA-Mechanismus erzeugten Protonenstrahlen eine starke Abhängigkeit sowohl von der Laserenergie, und damit der Intensität, als auch von der Targetdicke beobachtet werden konnte, ist diese Abhängigkeit für die mittels TNSA erzeugten Protonen schwächer ausgeprägt. In anderen Studien wurde empirisch ein Zusammenhang zwischen der Quadratwurzel der Laserenergie und der maximalen Energie der TNSA zuzuordnenden Protonen gefunden (Fuchs u. a. 2005). Mit den Werten aus Tabelle 4.1 ergeben sich damit für die einzelnen Experimente Verhältnisse von maximaler Protonenenergie zu Laserenergie von  $2 \text{ MeV J}^{-0.5}$  bis  $3 \text{ MeV J}^{-0.5}$ , die im Rahmen der Messgenauigkeiten für die Targetdicken im Bereich von  $0,2 \mu\text{m}$  bis  $1 \mu\text{m}$  nah beieinander liegen.



**Abbildung 4.14:** Verschiedene während der Experimentkampagne an PHELIX verwendete kryogene Targets. (1) zeigt einen Targeteinsatz zur Herstellung eines freitragenden kryogenen Deuteriumtargets ohne aufgefrorenes Deuterium. (2) zeigt einen Targeteinsatz mit Kupferträgerfolie und Plastiktargget, auf das eine dünne Schicht kryogenen Wasserstoffs aufgefroren wurde. (3) zeigt einen Targeteinsatz mit aufgefrorenem Deuterium. (4) zeigt das Plasmaleuchten während der Interaktion eines kryogenen Deuteriumtargets mit einem hochintensiven Laserpuls. (5) zeigt einen zerstörten Targeteinsatz direkt nach der Interaktion mit dem Laserpuls.

Im Gegensatz zu TNSA zeigt die Beschleunigung nach BOA eine starke Abhängigkeit von Targetdicke und Laserparametern, da für die Plastiktarggets mit einer Dicke von  $0,745\text{ }\mu\text{m}$  eindeutig die größtmögliche Beschleunigung von Protonen mit einer Maximalenergie von bis zu  $65\text{ MeV}$  erzielt werden konnte. Ein Vergleich mit Gleichung (2.11) zeigt, dass die ermittelte Targetdicke von ca.  $0,8\text{ }\mu\text{m}$  mit dem empirischen Modell aus (Jung 2012) vereinbar ist. Für die verwendeten Plastiktarggets aus Polymethylpenten, die aus einer  $\text{C}_6\text{H}_{12}$ -Monomerstruktur bestehen, ergibt sich eine Massendichte von  $0,83\text{ g cm}^{-3}$ . Wie zuvor beschrieben kann davon ausgegangen werden, dass die atomare Struktur des Targets bereits durch die Anstiegsflanke des Lasers vollständig ionisiert wird; die in die Berechnung eingehende initiale Elektronendichte (normiert auf die kritische Dichte) beträgt demnach  $n_0 = 98$ . Unter Berücksichtigung einer durchschnittlichen Laserpulsdauer von  $500\text{ fs}$  und einer Intensität von  $6 \times 10^{20}\text{ W cm}^{-2}$  ergibt sich somit rechnerisch eine optimale Targetdicke von  $0,9\text{ }\mu\text{m}$ . In Anbetracht der Staffelung der Dicke der verwendeten Targets von  $0,199\text{ }\mu\text{m}$ ,  $0,350\text{ }\mu\text{m}$ ,  $0,414\text{ }\mu\text{m}$ ,  $0,587\text{ }\mu\text{m}$ ,  $0,745\text{ }\mu\text{m}$  und  $1,161\text{ }\mu\text{m}$  mit einer Messunsicherheit von ca.  $10\%$  bei der Dickenbestimmung (Tebartz 2014), stimmt der rechnerische Wert gut mit dem experimentell ermittelten Optimum von ca.  $0,75\text{ }\mu\text{m}$  überein.

#### 4.2.2 Kryogene Targets

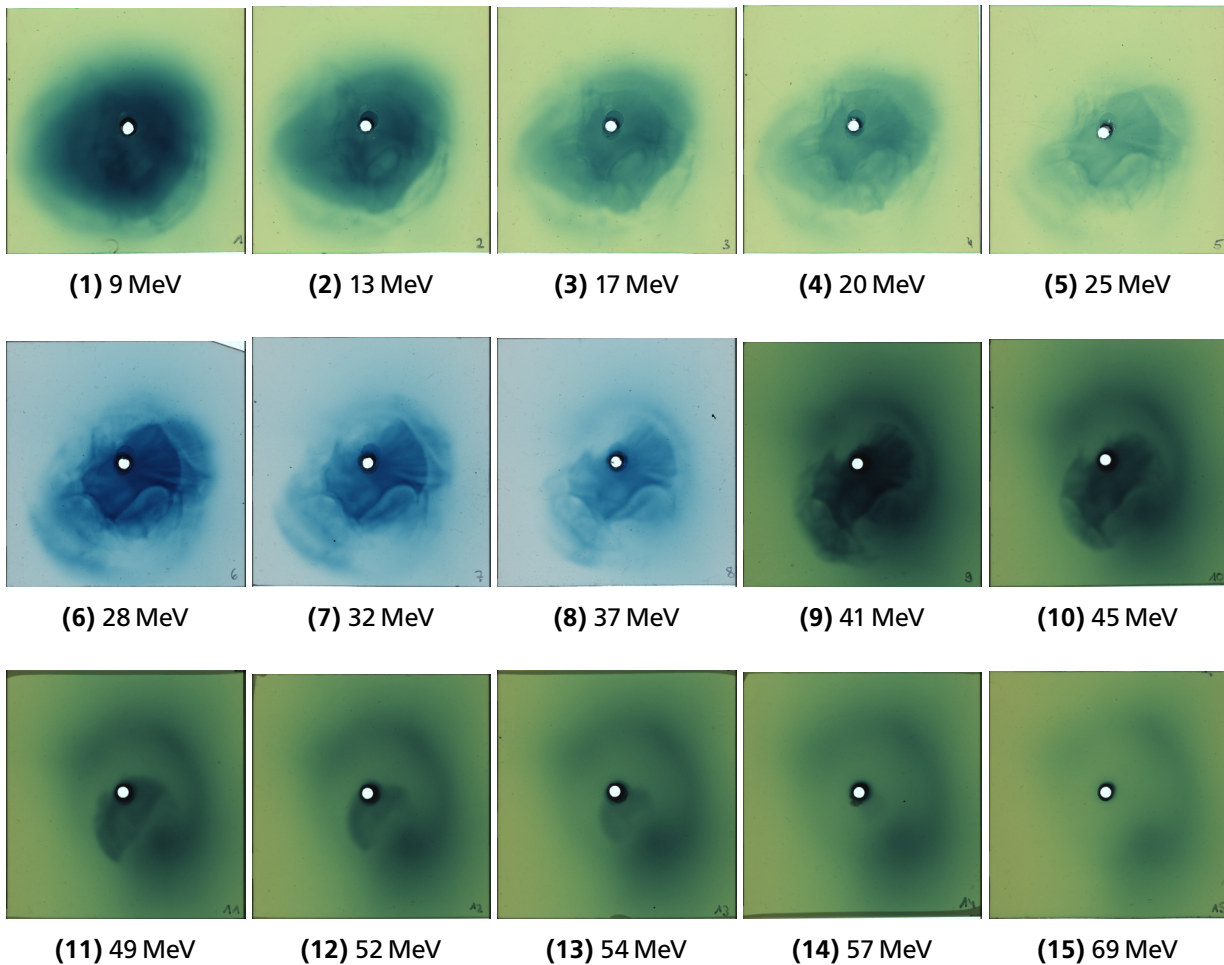
Neben den zuvor beschriebenen Experimenten mit Plastiktarggets aus Polymethylpenten (TPX) wurden in der Experimentkampagne an PHELIX erstmals Targetstrukturen aus gefrorenem Wasserstoff zur Erprobung lasergetriebener Ionenbeschleunigung eingesetzt. Hierbei wurden sowohl Kombinationen aus einer TPX-Trägerschicht mit einer Dicke von  $0,162\text{ }\mu\text{m}$  und einem dünnen Film von aufgefrorenem Wasserstoff mit Schichtdicken im Bereich von  $5\text{ }\mu\text{m}$  bis  $310\text{ }\mu\text{m}$  als auch freitragende gefrorene Deuteriumtargets mit einer Dicke von  $100\text{ }\mu\text{m}$  bzw.  $1000\text{ }\mu\text{m}$  eingesetzt.

Für die Experimente mit kombinierten Targetstrukturen wurden Targeteinsätze mit einer darauf aufgetragenen TPX-Folie mit einer Dicke von  $0,162\text{ }\mu\text{m}$  verwendet (siehe auch Abschnitt 3.2.2). Um die Fokusebene des Lasers möglichst genau auf die nicht justierbare Targetposition einstellen zu können, wurde der Targethalter zunächst auf die Zieltemperatur von ca. 10 K abgekühlt, da sich durch das Abkühlen die vertikale Position des Targets gegenüber der Position bei Raumtemperatur um ca. 6 mm verändert (siehe auch Abschnitt 2.4.2). Anschließend wurde das Zuchtgefäß verschlossen und Wasserstoff ( $^1\text{H}$ ) eingeleitet. Aufgrund der Leckrate im Bereich von  $2\text{ mbar s}^{-1}$  war es im Rahmen der durchgeführten Experimente nicht möglich im Zuchtgefäß einen ausreichend hohen Druck von ca. 300 mbar aufzubauen, um den Wasserstoff zu verflüssigen und anschließend durch weiteres Abkühlen erstarren zu lassen (vgl. Abschnitt 4.1.1). Stattdessen mussten die kryogenen Wasserstoffschichten durch Resublimation aus der Gasphase erzeugt werden. Hierzu wurden gezielt kleine Mengen des Targetgases sequentiell in das Zuchtgefäß eingelassen und die sich einstellende Targetdicke mit dem chromatisch-konfokalen Sensor bestimmt. Da nur ein chromatisch-konfokaler Sensor verwendet wurde, konnte die Targetdicke nur von einer Seite durch Vergleich mit dem zuvor gemessenen Referenzabstand zur Plastikträgerfolie ohne Wasserstoff bestimmt werden. Zur Bestimmung des Messwerts wurden von der einjustierten Mittelposition aus mehrere Messpunkte auf der Plastikträgerfolie angefahren und aus den einzelnen Messwerten eine mittlere Targetdicke gebildet. Die mit diesem Verfahren erzeugten und auf der Targetvorderseite vermessenen Filme aus kryogenem Wasserstoff wiesen Dicken im Bereich von  $5\text{ }\mu\text{m}$  bis  $310\text{ }\mu\text{m}$  auf. Den in Tabelle 4.1 angegebenen Targetdicken liegt dabei die Annahme zugrunde, dass sich der Wasserstofffilm auf beiden Oberflächen in gleicher Dicke ausgebildet hat, d. h. die gesamte Targetdicke entspricht der Summe aus der Dicke der Trägerfolie von  $0,162\text{ }\mu\text{m}$  und dem Zweifachen des Messwerts der Schicht kryogenen Wasserstoffs.

Die mittels dieser Targetstrukturen erzeugten Protonenstrahlen lassen keinen eindeutigen Zusammenhang zwischen Targetdicke und Maximalenergie der Protonen erkennen. Die höchste gemessene Energie von 57,7 MeV wurde mit einer Wasserstoffschicht von insgesamt  $166\text{ }\mu\text{m}$  in Experiment 8149 erzielt. Ein vergleichbares Ergebnis wurde mit reinen Plastiktargets in Experiment 7440 mit einer Targetdicke von  $0,745\text{ }\mu\text{m}$  und einer Maximalenergie von 54,5 MeV im dem dem BOA-Mechanismus zugeordneten Strahl erzielt. Mit einer Dichte von  $0,83\text{ g cm}^{-3}$  ist Polymethylpenten etwa zehnfach so dicht wie kryogener Wasserstoff mit einer Dichte von  $0,086\text{ g cm}^{-3}$  (siehe auch Abschnitt 2.2). Bei einem Dickenverhältnis von  $166/0,745 \approx 223$  wäre die mittlere Liniendichte des kombinierten Targets deutlich größer als die des Plastiktargets und demnach ein ähnliches Beschleunigungsvermögen grundsätzlich nicht zu erwarten.

Mögliche Ursachen für diese Diskrepanz liegen in der Struktur des aufgefrorenen Wasserstofffilms. Die Untersuchungen am IKP haben gezeigt, dass bei Erzeugung der kryogenen Targetstruktur durch Resublimation das Target eine feinkristalline Oberflächenstruktur („Wasserstoffschnee“) aufweisen kann. Die Dichte dieser Struktur könnte signifikant geringer als die angenommene Dichte für monokristallin gewachsenen Wasserstoff sein. Gleichzeitig könnte die Distribution des Wasserstofffilms ungleichmäßig gewesen sein, sodass auf der Targetrückseite im Bereich des Laserfokus eine andere Schichtdicke vorhanden gewesen sein könnte, die durch Wärmeeintrag in der Zeitspanne zwischen Vermessung der Targetstruktur und der Bestrahlung mit dem Laser weiter abgenommen haben könnte. Ein Indiz hierfür liefern die in den weiteren Experimenten ermittelten Maximalenergien der erzeugten Protonen. Experiment 8158 erzeugte bei nahezu identischen Messwerten für die Targetdicke von  $166\text{ }\mu\text{m}$  Protonen mit maximal 25,0 MeV, während bei Experiment 8186 mit einer Gesamtschichtdicke von nur  $9\text{ }\mu\text{m}$  ein Protonenstrahl mit einer Maximalenergie von 53 MeV nachgewiesen werden konnte.

Neben der Maximalenergie der Protonen zeigen auch die Strahlprofile der einzelnen Experimente teils deutliche Abweichungen voneinander. Abbildung 4.16 zeigt das Strahlprofil des in Experiment 8149 erzeugten Ionenstrahls mit einer Maximalenergie von 57,7 MeV, der bei der Wechselwirkung des Lasers mit einem TPX-Target mit einer zu  $166\text{ }\mu\text{m}$  bestimmten Schichtdicke von kryogenem Wasserstoff. Während auf den ersten Filmen des RCF-Stapels ein symmetrisches, nahezu kreisrundes Strahlprofil erkennbar ist, verändert sich die Form zu höheren Energien hin zu einer kleinen, halbmondförmigen Struktur. Hierbei ist eine Überlagerung zwischen einem Strahlprofil mit größerem radialen Öffnungswinkel und einer Maximalenergie von ca. 40 MeV und einem zweiten, hochenergetischen Profil mit der Maximalenergie von 57,7 MeV und deutlich geringerem Radius zu erkennen. Eine mögliche Erklärung hierfür wäre die bereits bei den Experimenten mit reinen Plastiktargets identifizierte gleichzeitige Erzeugung von Ionenstrahlen nach den Mechanismen TNSA und BOA, deren Strahlprofile ähnliche Charakteristika aufweisen (vgl. Abb. 4.5). Im Gegensatz zu den im April durchgeführten Experimenten (z. B. Experiment 7451) wurde im August und damit auch bei Experiment 8149 ein Targetwinkel von  $0^\circ$  gewählt, da dies als vorteilhaft für die Energieübertragung im Rahmen des BOA-Mechanismus angenommen wurde. Dadurch ist allerdings keine räumliche

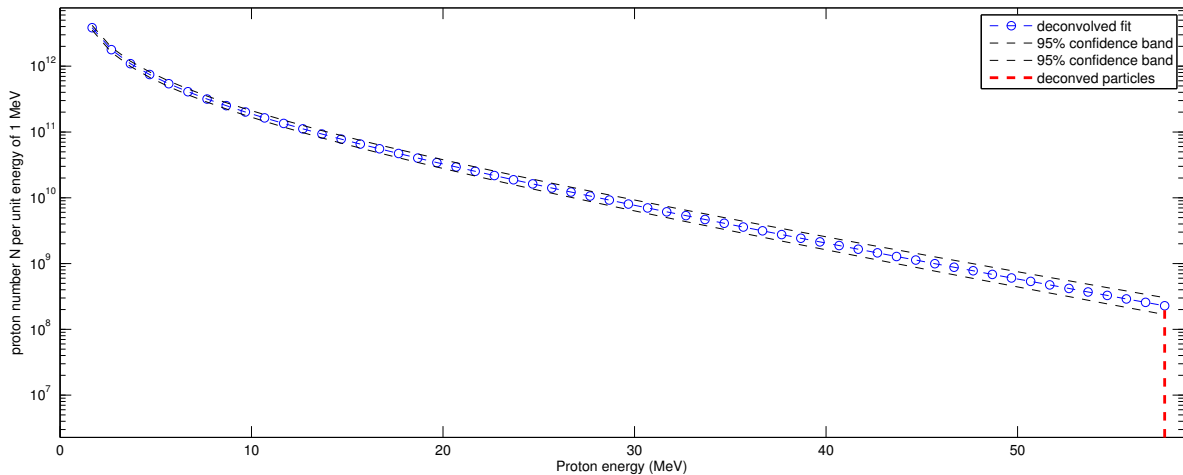


**Abbildung 4.16:** Ionenstrahlprofil des RCF-Stapels aus Experiment 8149 an PHELIX. Das Experiment wurde mit einem Plastiktargt (TPX) der Dicke  $0,162\ \mu\text{m}$ , auf das beidseitig eine Schicht kryogenen Wasserstoffs mit einer Gesamtdicke von  $166\ \mu\text{m}$  aufgefroren wurde, und einem Laserpuls der Energie  $208\ \text{J}$  unter einem Einfallswinkel von  $0^\circ$  durchgeführt und erzeugte einen Ionenstrahl mit einer Maximalenergie von  $57,7\ \text{MeV}$ .

Die unter den einzelnen Bildern angegebenen Energiewerte entsprechen der Maximalenergie der Ionen, die im jeweiligen RCF-Film vollständig gestoppt wurden. Der RCF-Stapel wurde im Experiment auf die Laserachse zentriert, das Loch in der Mitte diente der Transmission eines Teils des Ionenstrahls in das hinter dem RCF-Stapel positionierte Magnetspektrometer. Die Grundfarbe des jeweiligen RCF-Films ist abhängig von der verwendeten Filmart (*HD*, *MD* bzw. *EBT*).

Auf den ersten zehn Folien bis zu einer Maximalenergie von  $45\ \text{MeV}$  ist die Überlagerung zweier Strahlprofile mit unterschiedlichen Divergenzen zu erkennen. Das innere Profil setzt sich bis zu einer Maximalenergie von ca.  $57\ \text{MeV}$  fort. Beide Strahlprofile zeigen klar abgegrenzte Ränder und eine hohe Strahlsymmetrie. Der äußere niederenergetische Ionenstrahl mit größerer Divergenz und kann dem Beschleunigungsmechanismus TNSA zugeschrieben werden, die innere Strahlkomponente dem Mechanismus BOA. Eine eindeutige Zuordnung ist aufgrund der räumlichen Überlagerung jedoch nicht möglich. Neben den Ionenstrahlanteilen ist auf den empfindlichen *EBT*-Filmen (9 bis 15) noch eine äußere ringförmige Strahlstruktur erkennbar, die einem Elektronensignal zugeschrieben werden kann.





**Abbildung 4.17:** Energiespektrum des in Experiment 8149 an PHELIX erzeugten Ionenstrahls. Das Experiment wurde mit einem Plastiktargt (TPX) der Dicke  $0,162\ \mu\text{m}$ , auf das beidseitig eine Schicht kryogenen Wasserstoffs mit einer Gesamtdicke von  $166\ \mu\text{m}$  aufgefroren wurde, und einem Laserpuls der Energie  $208\ \text{J}$  unter einem Einfallswinkel von  $0^\circ$  durchgeführt und erzeugte einen Ionenstrahl mit einer Maximalenergie von  $57,7\ \text{MeV}$ .

Die Abbildung zeigt die aus dem RCF-Stapel (siehe auch Abb. 4.19) umgerechnete Ionenanzahl pro Energieintervall von  $1\ \text{MeV}$ . Die Gesamtzahl der Protonen im Ionenstrahl betrug hierbei  $(4,8 \pm 0,4) \times 10^{12}$ . (Geschwind 2014)

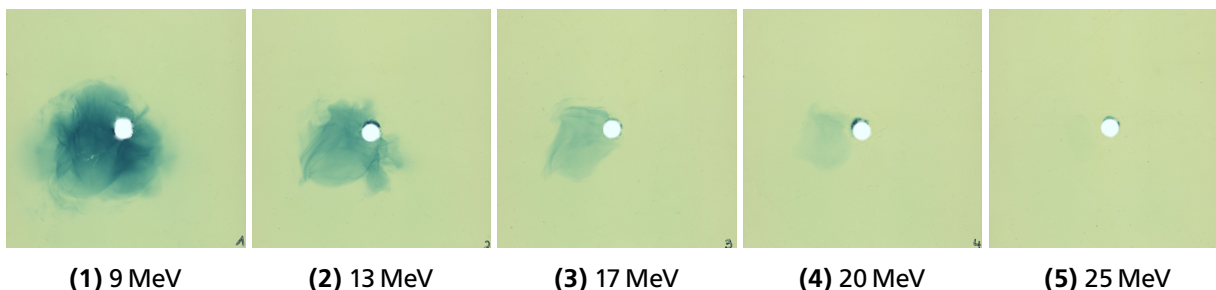
Trennung der möglicherweise durch verschiedene Mechanismen erzeugten Ionenstrahlen möglich. Neben den beiden kreisförmigen Strahlprofilen ist auf den RCF-Filmen, die Energien von  $30\ \text{MeV}$  und höher abbilden, noch eine dritte, schwach ausgeprägte Ringstruktur erkennbar. Diese kann, basierend auf der Erfahrung aus früheren Experimenten, den im Plasma ebenfalls beschleunigten und mit dem Ionenstrahl propagierenden Elektronen zugeschrieben werden.

Wie das in Abb. 4.19 dargestellte Strahlprofil von Experiment 8158 zeigt, ergibt sich aus den einzelnen im Rahmen der Experimentkampagne durchgeführten Experimente leider kein konsistentes Gesamtbild. Die für das Target in Experiment ermittelte kryogene Targetdicke betrug  $166\ \mu\text{m}$ . Zusammen mit einer Laserenergie von  $192\ \text{J}$  waren die Voraussetzungen hiermit sehr ähnlich zu dem zuvor diskutierten Experiment 8149. Dennoch zeigt sich ein völlig anderes Strahlprofil mit einer Maximalenergie von lediglich  $25,0\ \text{MeV}$ , d. h. weniger als der Hälfte der in Experiment 8149 erzielten Energie, und es ist nur ein einzelner Ionenstrahl erkennbar, dessen räumliche Ausdehnung zudem geringer ist. Eine Erklärung für dieses sehr unterschiedliche Verhalten ist anhand der Messdaten nicht möglich. Da die Energie des Lasers für beide Experimente bis auf  $10\ \%$  gleich war und der Laserfokus auf gleiche Weise justiert wurde, erscheint es wahrscheinlicher, dass die Targetstruktur ursächlich für die wenig effiziente Ionenbeschleunigung in diesem Experiment ist.

Vergleicht man die einzelnen Ergebnisse aus Tabelle 4.1, so fällt auf, dass für die Experimente mit kombinierten Targetstrukturen aus Plastik und kryogenem Wasserstoff tendenziell die Experimente eine höhere Maximalenergie erbracht haben, bei denen die kryogene Wasserstoffschicht eine Gesamtdicke von  $9\ \mu\text{m}$  bis  $80\ \mu\text{m}$  aufwies, mit Ausnahme des Experiments 8194 mit einer Dicke von  $620\ \mu\text{m}$ . Dieses Verhalten ist konsistent mit den Simulationen von Lin Yin (siehe auch Abb. 2.3), die für die ähnlichen Laserparameter des *Trident*-Lasersystems am LANL eine optimale Targetdicke von reinen Wasserstofftargets im Bereich von  $2\ \mu\text{m}$  errechnet hat. Aufgrund der Messunsicherheit bei der Bestimmung der kryogenen Schichtdicke ist eine genaue Aussage über die Abhängigkeit der Protonenenergie von der Gesamttargetdicke jedoch nicht möglich.

Um die grundsätzliche Wirkung der kryogenen Wasserstoffschicht auf die Ionenbeschleunigung beurteilen zu können, wurde im Rahmen der Experimentkampagne auch ein Experiment mit der gleichen Plastikträgerstruktur mit einer Dicke von  $0,162\ \mu\text{m}$  ohne Zugabe von kryogenem Wasserstoff durchgeführt. Die in Abb. 4.8 dargestellte Auswertung des RCF-Stapels von Experiment 8188 zeigt ähnlich wie in Experiment 8149 die Überlagerung zweier Strahlprofile, von denen das innere eine Maximalenergie von  $41,9\ \text{MeV}$  aufweist. Sie ist somit ähnlich hoch wie die in Experiment 7456 mit einem Plastiktargt der Dicke  $0,350\ \mu\text{m}$  erzielte maximale Protonenenergie von  $42,7\ \text{MeV}$ , jedoch bei vergleichbarer Laserenergie von  $184\ \text{J}$  signifikant geringer als die in Experiment 8149 erzielte Maximalenergie von  $57,7\ \text{MeV}$ . Gleichzeitig ist auch die Gesamtzahl der beschleunigten Protonen mit  $(5,9 \pm 2,0) \times 10^{11}$  wesentlich geringer als die mit kryogenem Wasserstoff erreichte Anzahl von  $(4,76 \pm 0,37) \times 10^{12}$  (Geschwind 2014).

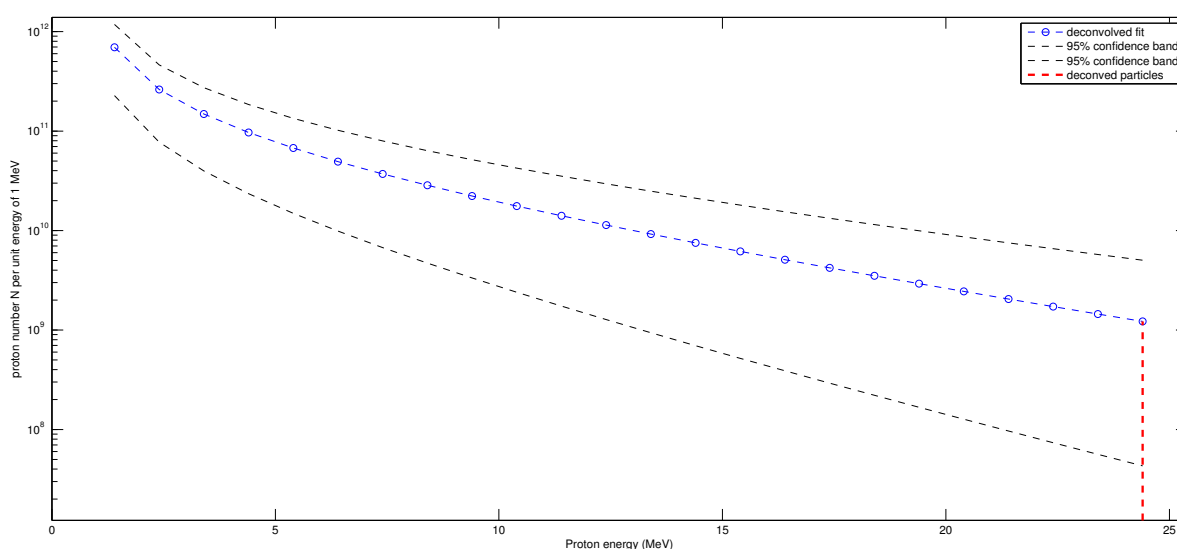




**Abbildung 4.19:** Ionenstrahlprofil des RCF-Stapels aus Experiment 8158 an PHELIX. Das Experiment wurde mit einem Plastiktargt (TPX) der Dicke  $0,162\ \mu\text{m}$ , auf das beidseitig eine Schicht kryogenen Wasserstoffs mit einer Gesamtdicke von  $166\ \mu\text{m}$  aufgefroren wurde, und einem Laserpuls der Energie  $192\ \text{J}$  unter einem Einfallswinkel von  $0^\circ$  durchgeführt und erzeugte einen Ionenstrahl mit einer Maximalenergie von  $25,0\ \text{MeV}$ .

Die unter den einzelnen Bildern angegebenen Energiewerte entsprechen der Maximalenergie der Ionen, die im jeweiligen RCF-Film vollständig gestoppt wurden. Der RCF-Stapel wurde im Experiment auf die Laserachse zentriert, das Loch in der Mitte diente der Transmission eines Teils des Ionenstrahls in das hinter dem RCF-Stapel positionierte Magnetspektrometer. Die Grundfarbe des jeweiligen RCF-Films ist abhängig von der verwendeten Filmart (*HD*, *MD* bzw. *EBT*).

Bei diesem Experiment konnte nur ein einzelner Ionenstrahl mit geringer Divergenz und einer niedrigen Maximalenergie von  $25\ \text{MeV}$  erzeugt werden, der dem TNSA-Mechanismus zugeschrieben werden kann.



**Abbildung 4.20:** Energiespektrum des in Experiment 8158 an PHELIX erzeugten Ionenstrahls. Das Experiment wurde mit einem Plastiktargt (TPX) der Dicke  $0,162\ \mu\text{m}$ , auf das beidseitig eine Schicht kryogenen Wasserstoffs mit einer Gesamtdicke von  $166\ \mu\text{m}$  aufgefroren wurde, und einem Laserpuls der Energie  $192\ \text{J}$  unter einem Einfallswinkel von  $0^\circ$  durchgeführt und erzeugte einen Ionenstrahl mit einer Maximalenergie von  $25,0\ \text{MeV}$ .

Die Abbildung zeigt die aus dem RCF-Stapel (siehe auch Abb. 4.19) umgerechnete Ionenanzahl pro Energieintervall von  $1\ \text{MeV}$ . Die Gesamtzahl der Protonen im Ionenstrahl betrug hierbei  $(6,2 \pm 4,0) \times 10^{11}$ . (Geschwind 2014)

---

Dies lässt den Schluss zu, dass durch die Zugabe des kryogenen Wasserstoffs sowohl die Anzahl der für den Beschleunigungsprozess zur Verfügung stehenden Protonen als auch die erreichbare Maximalenergie verbessert werden konnte. Gründe hierfür könnten die im Vergleich zu Polymethylpenten geringere Ionisationsschwelle von kryogenem Wasserstoff sowie die Abwesenheit der schwereren Kohlenstoffatome in der funktionalen Schicht auf der Targetrückseite sein. Weiterhin könnte die tatsächlich auf dem Target erreichte Strahlintensität durch Selbstfokussierungseffekte in der dem Laser zugewandten kryogenen Wasserstoffschicht, die bereits in der ansteigenden Flanke des Lasers vollständig ionisiert wird, höher sein, als bei einem reinen Plastiktargt. Dieser Effekt könnte ebenfalls eine Erklärung dafür sein, dass bei den kombinierten Targetstrukturen die energiereichsten Protonenstrahlen mit Targets erreicht wurden, deren Gesamtdicken deutlich über dem für die reinen Plastiktargts ermittelten Optimum von ca.  $0,8\text{ }\mu\text{m}$  lagen (siehe auch Abschnitt 4.2.1). Um diese Hypothesen belastbar nachweisen zu können, sind jedoch weitere Experimente, insbesondere im Hinblick auf eine bessere Auflösung der tatsächlichen Targetdicke und -oberflächenstruktur, erforderlich.

---

### Freitragende Deuteriumtargets

---

Neben der Erzeugung von hochenergetischen Protonenstrahlen mittels kryogener Wasserstoffschichten auf Plastikträgerfolien ist es im Rahmen der Experimentkampagne an PHELIX erstmals gelungen freitragende folienähnliche Targetstrukturen aus kryogenem Deuterium zu erzeugen und mit dem einem Hochenergielaser zu bestrahlen. Im Gegensatz zu den kombinierten Targetstrukturen wurde Deuterium als Targetgas eingesetzt, da dieses mit  $18,73\text{ K}$  einen höheren Tripelpunkt aufweist und somit etwas geringere Anforderungen an die exakte Parametereinstellung zur Navigation im Phasendiagramm stellt als  $^1\text{H}$  (siehe auch Abschnitt 2.2). Aufgrund der Leckrate von ca.  $2\text{ mbar s}^{-1}$  musste auch für die Herstellung der freitragenden Deuteriumtargets das Verfahren der Resublimation aus der Gasphase angewandt werden.

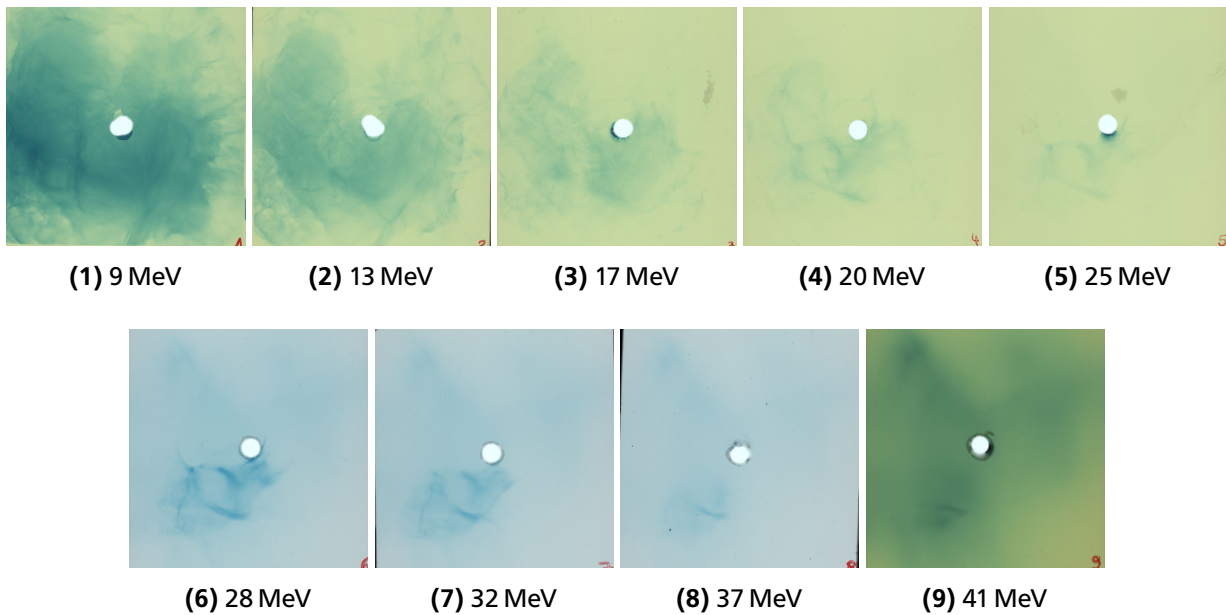
Da im Gegensatz zu den vorherigen Experimenten mit Plastiktargts als Trägerfolie für die freitragenden Deuteriumtargets Targeteinsätze mit einer Bohrung mit einem Durchmesser von  $0,5\text{ mm}$  bis  $1\text{ mm}$  eingesetzt wurden, war mehr Gas erforderlich um die freie Apertur des Targeteinsatzes komplett mit kryogenem Deuterium zu füllen. Das Targetgas wurde so lange in das Zuchtgefäß eingelassen, bis mittels des chromatisch-konfokalen Sensors ein Signal innerhalb der Bohrung detektiert werden konnte. Die Dicke des Targets wurde analog zur Bestimmung der Targetdicke der kryogenen Wasserstoffschichten auf den Plastiktargts durch Messung des Referenzabstands des Rands des Targeteinsatzes und dem Abstand zur Deuteriumoberfläche nach Erzeugung des kryogenen Deuteriums an gleicher Stelle bestimmt. Da die Ränder der Bohrung beidseitig gefast waren, um eine möglichst dünne Abrisskante zu erzeugen, wurden für die Dickenbestimmung die Position der Abrisskante sowie der plane Rand des Targeteinsatzes als Referenzpunkte verwendet. Das Signal der Targetrückseite war zu schwach und nur sporadisch oberhalb des Rauschniveaus detektierbar, sodass keine eindeutige Bestimmung der Targetdicke über die Reflexion der beiden Targetgrenzflächen von der Vorderseite aus möglich war.

Insgesamt wurden fünf Experimente mit freitragenden Deuteriumtargets durchgeführt, von denen allerdings nur bei zwei Experimenten (8203 und 8209) die Dicke im Rahmen der Unsicherheiten ausreichend zuverlässig bestimmt werden konnte. In den anderen drei Experimenten muss davon ausgegangen werden, dass keine durchgehende kryogene Targetstruktur erzeugt werden konnte, wodurch sich ein stark schwankender Abstandswert ergab und somit eine Dickenbestimmung nicht möglich war.

Abbildung 4.22 zeigt das im Experiment 8203 gewonnene Ionenstrahlprofil. In diesem Experiment wurde ein freitragendes kryogenes Target aus Deuterium mit einer Dicke von ca.  $100\text{ }\mu\text{m}$  hergestellt und mit einem Laserpuls mit einer Energie von  $160\text{ J}$  bestrahlt. Das Ionenstrahlprofil zeigt hierbei keinen klar erkennbaren Umriss, wobei das Zentrum des Strahls für höhere Energien leicht unterhalb der Detektormitte erkennbar ist.

Die Bestimmung der Maximalenergie des Ionenstrahls ist abhängig von den zum Strahlprofil beitragenden Ionen. Für ein Target, das aus Targetgas mit einem  $99,9995\text{ }\%$ -igen Anteil an Deuterium erzeugt wurde, ist zu erwarten, dass es nahezu vollständig aus gefrorenem Deuterium besteht und somit in erster Linie Deuteronen aus dem Target beschleunigt werden. Aufgrund der höheren Masse der Deuteronen im Vergleich zu Protonen ergibt sich eine stärkere Abbremsung in den einzelnen Lagen des RCF-Stapels, sodass Deuteronen zum Erreichen der hinteren Lagen höhere Energien pro Nukleon besitzen müssen als Protonen. Berücksichtigt man dies in der Auswerteroutine, so ergibt sich für Experiment 8203 eine maximale Deuteronenenergie von  $46,0\text{ MeV}$ .

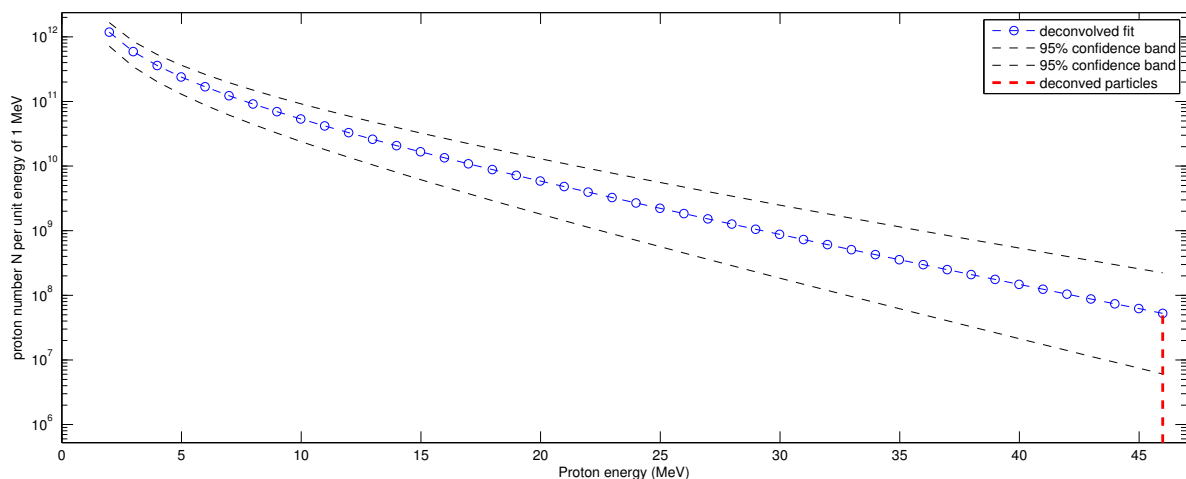
Da der RCF-Stapel zum Nachweis verschiedener Ionensorten ungeeignet ist (siehe auch Abschnitt 2.6.5), wurde im Experiment zusätzlich ein Thomson-Parabel-Spektrometer eingesetzt (siehe auch Abschnitte 2.6.5 und 3.2.3),



**Abbildung 4.22:** Ionenstrahlprofil des RCF-Stapels aus Experiment 8203 an PHELIX. Das Experiment wurde mit einem freitragenden kryogenen Deuteriumtarget mit einer Gesamtdicke von ca.  $100\text{ }\mu\text{m}$  und einem Laserpuls der Energie  $160\text{ J}$  unter einem Einfallswinkel von  $0^\circ$  durchgeführt und erzeugte einen Ionenstrahl mit einer Maximalenergie von  $46,0\text{ MeV}$ .

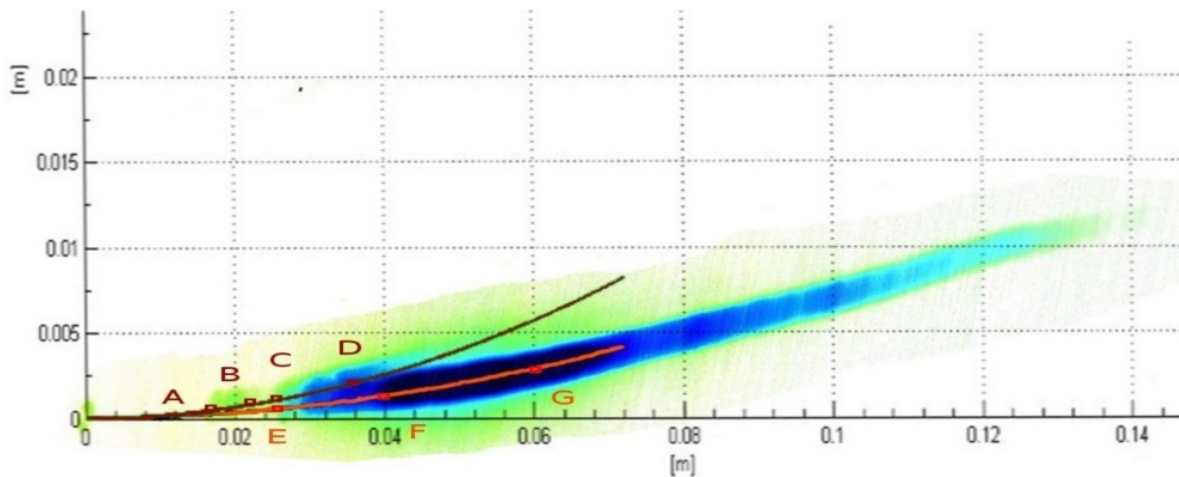
Die unter den einzelnen Bildern angegebenen Energiewerte entsprechen der Maximalenergie der Ionen, die im jeweiligen RCF-Film vollständig gestoppt wurden. Der RCF-Stapel wurde im Experiment auf die Laserachse zentriert, das Loch in der Mitte diente der Transmission eines Teils des Ionenstrahls in das hinter dem RCF-Stapel positionierte Magnetspektrometer. Die Grundfarbe des jeweiligen RCF-Films ist abhängig von der verwendeten Filmart (*HD*, *MD* bzw. *EBT*).

Der RCF-Stapel zeigt ein einzelnes unregelmäßig geformtes, rundliches Strahlprofil, das zu höheren Energien in eine Ellipse übergeht. Auf den empfindlicheren Filmen der Typen *MD* und *EBT* (6 bis 9) ist zusätzlich ein unsymmetrisches Linienprofil zu erkennen, das einem Elektronensignal zugeschrieben werden kann.



**Abbildung 4.23:** Energiespektrum des in Experiment 8203 an PHELIX erzeugten Ionenstrahls. Das Experiment wurde mit einem freitragenden kryogenen Deuteriumtarget mit einer Dicke von ca.  $100\text{ }\mu\text{m}$  und einem Laserpuls der Energie  $160\text{ J}$  unter einem Einfallswinkel von  $0^\circ$  durchgeführt und erzeugte einen Ionenstrahl mit einer Maximalenergie von  $46,0\text{ MeV}$ .

Die Abbildung zeigt die aus dem RCF-Stapel (siehe auch Abb. 4.22) umgerechnete Ionenanzahl pro Energieintervall von  $1\text{ MeV}$ . Die Gesamtzahl der Deuteronen im Ionenstrahl betrug hierbei  $(2,1 \pm 0,8) \times 10^{12}$ . (Geschwind 2014)



**Abbildung 4.24:** IP des Thomson-Parabel-Spektrometers aus Experiment 8203 an PHELIX. Das Experiment wurde mit einem freitragenden kryogenen Deuteriumtarget mit einer Gesamtdicke von ca.  $100\text{ }\mu\text{m}$  und einem Laserpuls der Energie  $160\text{ J}$  unter einem Einfallswinkel von  $0^\circ$  durchgeführt und erzeugte einen Ionenstrahl mit einer Maximalenergie von  $46,0\text{ MeV}$  (Auswertung des RCF-Stapels).

Die IP zeigt zwei Spuren, die Protonen und Deuteronen zugeordnet werden können. Die horizontale Ablenkung der Ionen im Spektrometer ist indirekt proportional zu Ihrer Energie, d. h. die Energie nimmt von links nach rechts ab; die vertikale Ablenkung ist proportional zum Ladung/Masse-Verhältnis der Ionen und nimmt von unten nach oben zu. Den beiden Spuren überlagert sind die anhand der Feldgeometrie des Spektrometers errechneten Spuren von Protonen (orange) und Deuteronen (braun), denen folgende Energien zugeordnet werden können:  $A = 29,1\text{ MeV}$ ,  $B = 17,8\text{ MeV}$ ,  $C = 15,5\text{ MeV}$ ,  $D = 4,9\text{ MeV}$ ;  $E = 23,2\text{ MeV}$ ,  $F = 9,6\text{ MeV}$ ,  $G = 3,2\text{ MeV}$ . (Schanz 2013)

um die Zusammensetzung des erzeugten Ionenstrahls zu bestimmen. Abbildung 4.24 zeigt das digitalisierte Abbild der IP mit den überlagerten berechneten Spuren der jeweils angenommenen Ionenspezies. Aufgrund des geringen Auflösungsvermögens des verwendeten Thomson-Parabel-Spektrometers bei hohen Energien ist eine genaue Unterscheidung der einzelnen Ionenspezies kaum möglich, da sich die verschiedenen Bahnen aufgrund ihrer Breite überdecken. Durch Simulationsrechnungen lassen sich den einzelnen Bahnen Ladung/Masse-Verhältnisse und damit Teilchenspezies zuordnen (Schanz 2013). Den Simulationen zufolge entspricht die untere der beiden Spuren Protonen, während die obere dem Ladung/Masse-Verhältnis von Deuteronen oder  $\text{C}^{6+}$ -Ionen entspricht. Demnach wäre in Experiment 8302 eine deutlich höhere Anzahl von Protonen als Deuteronen bzw. Kohlenstoffionen beschleunigt worden, was der zuvor getroffenen Annahme aufgrund der Zusammensetzung des verwendeten Targetgases widerspricht.

Die Strahlzusammensetzung aus Protonen und Kohlenstoffionen wäre plausibel, wenn die Beschleunigung vorrangig mittels TNSA erfolgt wäre. In diesem Fall wäre es denkbar, dass anstatt der im Target vorhandenen Deuteronen hauptsächlich die äußerste Grenzschicht des Targets zur Erzeugung des Ionenstrahl beiträgt. Diese wiederum könnte aus auf dem kryogenen Deuterium aufgefrorenen Restgasatomen der Targetkammeratmosphäre bestanden haben, die sich in der Zeit zwischen der Erzeugung des Targets und der Bestrahlung mit dem Laser auf der Targetoberfläche angelagert haben; eine Zusammensetzung aus Wasser und Kohlenstoff und damit Protonen und Kohlenstoffionen ist für derartige Kontaminationsschichten üblich. Die Spur der ebenfalls beschleunigten Deuteronen aus der Grenzschicht Target-Kontaminationsschicht würde im Thomson-Parabel-Spektrometer aufgrund des nahezu identischen Ladung/Masse-Verhältnisses mit der Spur der Kohlenstoffionen zusammenfallen. In diesem Fall würde die hochenergetische Teilchenspur im RCF-Stapel Protonen mit einer Maximalenergie von  $42,0\text{ MeV}$  entsprechen.

Geht man dagegen von einer Beschleunigung nach dem BOA-Mechanismus aus, wäre selbst bei Vorhandensein einer äußeren Kontaminationsschicht eine vorrangige Beschleunigung der inneren Targetstruktur während der Phase relativistischer Transparenz gegeben und demzufolge ein dominantes Deuteronensignal plausibel. Dies würde in Abb. 4.24 jedoch eine vollkommene Abstinenz von beschleunigten Protonen bedeuten, da unter der in diesem Fall den Deuteronen zuzuordnenden Hauptspur kein weiteres Signal erkennbar ist. Eine ausführlichere Auswertung und Diskussion der mittels Thomson-Parabel-Spektrometer aufgenommenen Strahlprofile findet sich in der Bachelor-Thesis „Untersuchung von laserbeschleunigten Ionen mit einer Thomson-Parabel“ (Schanz 2013) von Victor Schanz.

---

Eine abschließende Bewertung des Ionenstrahlprofils von Experiment 8203 ist aufgrund der unklaren Datenlage leider nicht möglich.

Abbildung 4.26 zeigt das im RCF-Stapel abgebildete Profil des in Experiment 8209 erzeugten Ionenstrahls. Der Laserpuls enthielt wie bei Experiment 8203 eine Energie von 160 J, allerdings betrug die Targetdicke mit 1000  $\mu\text{m}$  etwas das zehnfache des zuvor diskutierten Experiments 8203. Das Strahlprofil zeigt, dass die Beschleunigung von Ionen mit diesem deutlich dickeren Target weniger effizient war als mit der ca. 100  $\mu\text{m}$  dicken Targetstruktur aus Experiment 8203; die Maximalenergie der Ionen betrug hierbei 28,6 MeV. Der Durchmesser des auf den ersten RCF-Schichten abgebildeten Ionenstrahls ist dabei deutlich größer, die räumliche Divergenz entsprechend höher. Die niedrige Maximalenergie und die verglichen mit Experiment 8203 größere Strahldivergenz lassen auf eine Beschleunigung mittels des TNSA-Mechanismus schließen, bei der hauptsächlich die Oberflächenschicht der Targetrückseite zur Erzeugung des Ionenstrahls beiträgt.

Abbildung 4.28 zeigt die unbearbeitete digitalisierte IP des Thomson-Parabel-Spektrometers für dieses Experiment. Im Gegensatz zu Abb. 4.24 ist hier lediglich eine einzelne Ionenspur erkennbar. Aufgrund des unzureichenden Auflösungsvermögens ist somit auch für dieses Experiment keine Aussage über die genaue Ionenstrahlzusammensetzung möglich, da die einzelne Spur analog zu Experiment 8203 sowohl Protonen als auch Deuteronen zugeschrieben werden könnte.

---

#### 4.2.3 Nebendiagnostiken

---

Neben den zuvor beschriebenen Ergebnissen, die aus der Auswertung der Ionenstrahldiagnostiken RCF-Stapel und Thomson-Parabel-Spektrometer gewonnen wurden, wurden in der Experimentkampagne auch die Strahldiagnostik mittels NAIS sowie die Neutronendetektion mittels Blasen-Detektoren erprobt.

---

#### Kernaktivierungsspektroskopie

---

Als Ergänzung zur Auswertung der RCF-Stapel wurden auch die darin verwendeten Metallfolien mittels NAIS ausgewertet. Ein Beispiel des auf diese Weise gewonnenen Strahlprofils aus Experiment 7451 ist in Abb. 4.30 dargestellt. Hierzu wurde der RCF-Stapel wenige Minuten nach der Durchführung des Experiments aus der Targetkammer entnommen und in einem speziell abgeschirmten Bereich des Experimentierplatzes die Metallfolien von den RCF-Folien getrennt. Die Metallfolien wurden anschließend auf eine IP gelegt und die IPs nach einer Belichtungszeit von 15 min bis 30 min eingescannt. Abbildung 4.30 zeigt, dass die räumliche Auflösung der Metallfolien vergleichbar ist mit dem Auflösungsvermögen der RCF-Filme (vgl. Abb. 4.5). Im direkten Vergleich mit den RCF-Filmen zeigt sich jedoch ein geringeres Kontrastverhältnis der mittels NAIS aufgelösten Spektren, die keine Differenzierung der in Abb. 4.5 identifizierten getrennten Strahlanteile erlauben.

Da nach der Durchführung des Laser-Materie-Wechselwirkungsexperiments mit kryogenen Targets der Kryoaufbau zunächst auf Raumtemperatur aufgewärmt werden musste, ehe der RCF-Stapel und damit auch die Metallfolien für NAIS entnommen werden konnten, führte dies zu Wartezeiten von ca. 60 min nach Aktivierung der Folien durch den erzeugten Ionenstrahl. Nach dieser Zeitspanne waren die teils kurzlebigen angeregten Zustände einzelner Zerfallsprozesse bereits abgeregt und konnten nicht mehr ausgewertet werden (vgl. Tabelle 2.3). Aufgrund dieser zeitlichen Beschränkung und dem Mangel an zusätzlichen Informationen durch NAIS gegenüber der zeitlich unkritischen Auswertung der RCF-Stapel hat sich NAIS für die Experimentkampagne nur als bedingt tauglich erwiesen, da kein Vergleich zwischen den Ionenstrahlprofilen der verschiedenen Targettypen (kryogene Targets und Plastiktargets) möglich war. Daher wurde auf eine detaillierte Auswertung der mittels NAIS im Experiment gewonnenen Daten verzichtet.

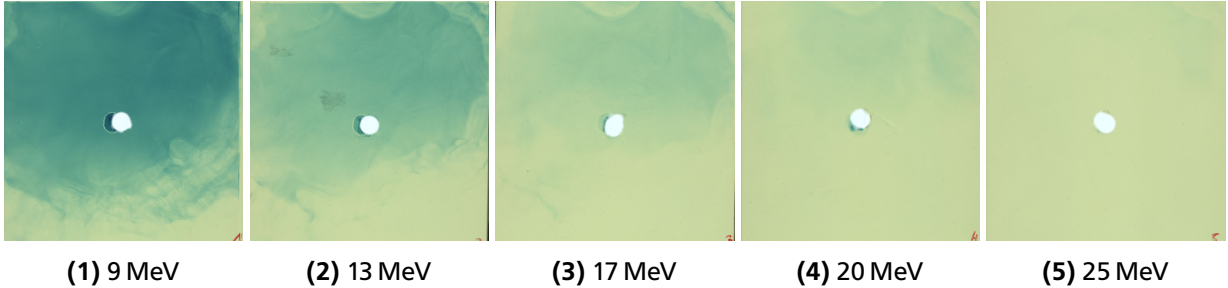
---

#### Blasen-Detektoren

---

Neben dem Nachweis des Hauptziels der Experimentkampagne, der Erzeugung hochenergetischer Ionenstrahlen, wurden Blasen-Detektoren zur Detektion von durch Sekundärprozesse entstehenden Neutronen eingesetzt. Die Blasen-Detektoren wurden nach jedem Experiment ausgelesen, zurückgesetzt und erneut am gleichen Messpunkt angebracht. Abbildung 4.32 zeigt die Auswertung der ermittelten Neutronendosiswerte exemplarisch für einige der im April 2013 durchgeführten Experimente.

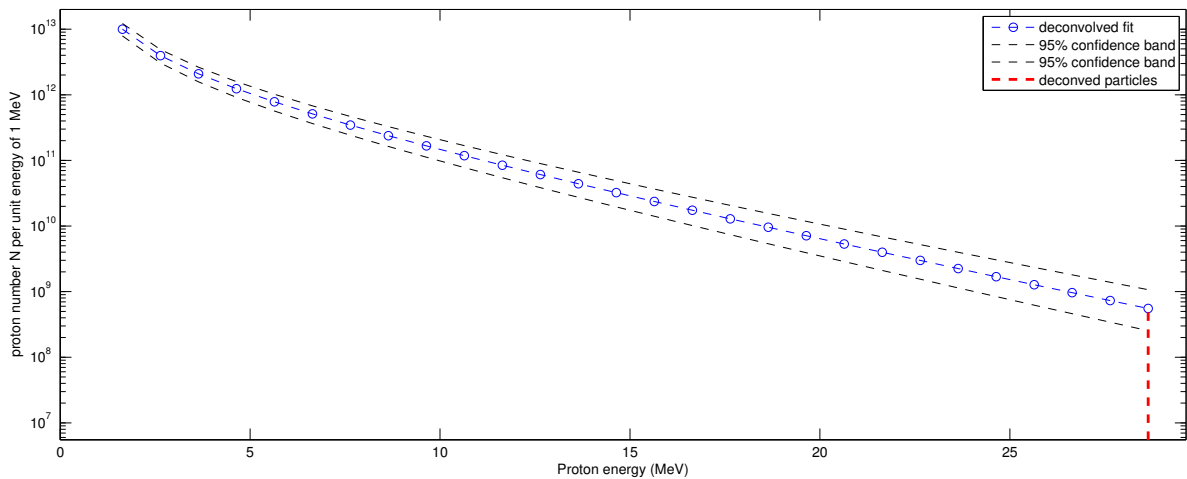




**Abbildung 4.26:** Ionenstrahlprofil des RCF-Stapels aus Experiment 8209 an PHELIX. Das Experiment wurde mit einem freitragenden kryogenen Deuteriumtarget mit einer Gesamtdicke von ca. 1000  $\mu\text{m}$  und einem Laserpuls der Energie 160 J unter einem Einfallswinkel von  $0^\circ$  durchgeführt und erzeugte einen Ionenstrahl mit einer Maximalenergie von 28,6 MeV.

Die unter den einzelnen Bildern angegebenen Energiewerte entsprechen der Maximalenergie der Ionen, die im jeweiligen RCF-Film vollständig gestoppt wurden. Der RCF-Stapel wurde im Experiment auf die Laserachse zentriert, das Loch in der Mitte diente der Transmission eines Teils des Ionenstrahls in das hinter dem RCF-Stapel positionierte Magnetspektrometer. Die Grundfarbe des jeweiligen RCF-Films ist abhängig von der verwendeten Filmart (*HD*, *MD* bzw. *EBT*).

Der RCF-Stapel zeigt ein einzelnes, schwach ausgeprägtes Strahlprofil mit hoher Divergenz und geringer Maximalenergie. Das Zentrum des Strahlprofils liegt oberhalb der Laserachse und lässt auf eine Beschleunigung mittels TNSA schließen.



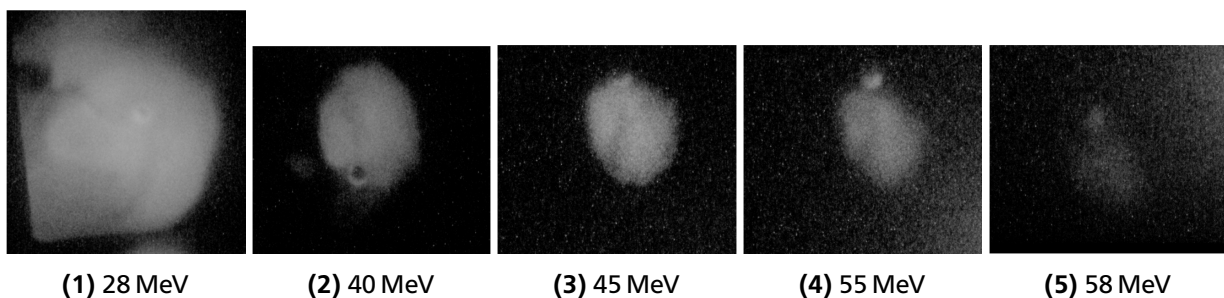
**Abbildung 4.27:** Energiespektrum des in Experiment 8209 an PHELIX erzeugten Ionenstrahls. Das Experiment wurde mit einem freitragenden kryogenen Deuteriumtarget mit einer Dicke von ca. 1000  $\mu\text{m}$  und einem Laserpuls der Energie 160 J unter einem Einfallswinkel von  $0^\circ$  durchgeführt und erzeugte einen Ionenstrahl mit einer Maximalenergie von 28,6 MeV.

Die Abbildung zeigt die aus dem RCF-Stapel (siehe auch Abb. 4.26) umgerechnete Ionenanzahl pro Energieintervall von 1 MeV. Die Gesamtzahl der Deuteronen im Ionenstrahl betrug hierbei  $(1,4 \pm 0,3) \times 10^{13}$ . (Geschwind 2014)



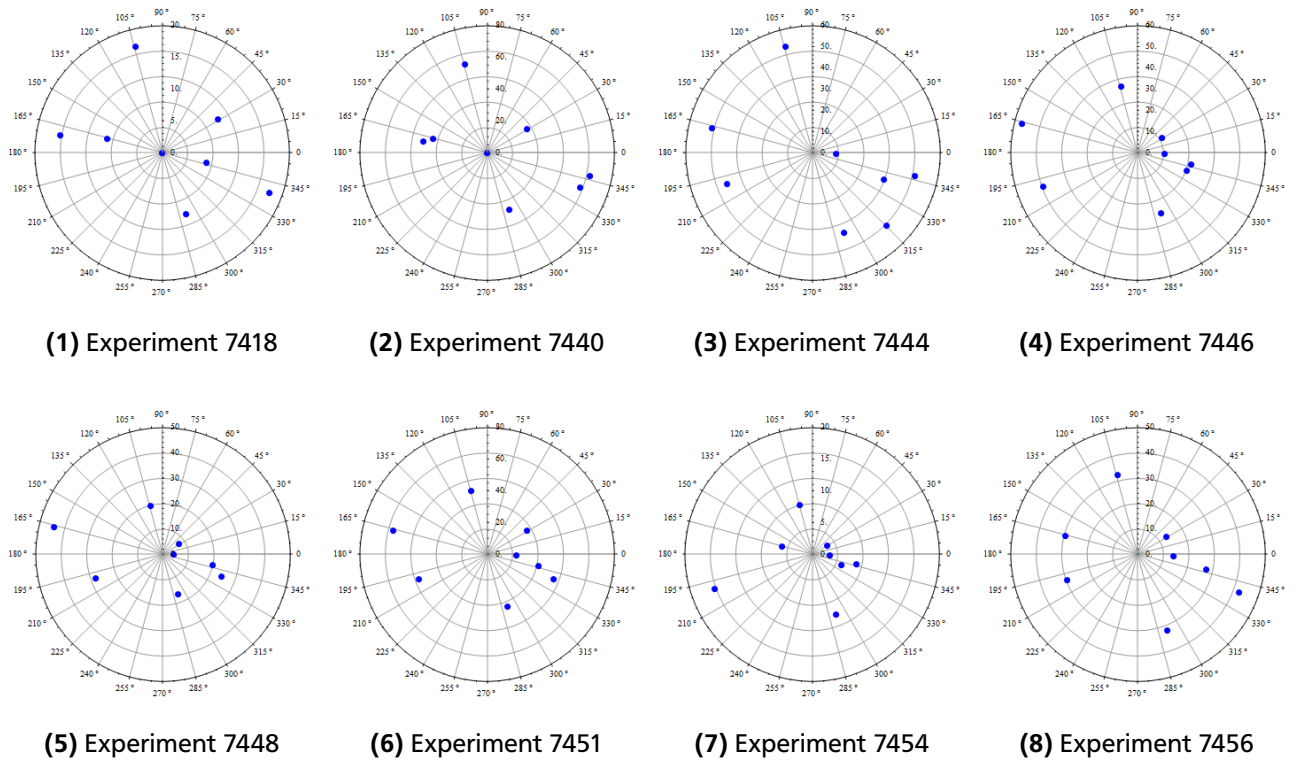
**Abbildung 4.28:** Rohdaten der IP des Thomson-Parabel-Spektrometers aus Experiment 8209 an PHELIX. Das Experiment wurde mit einem freitragenden kryogenen Deuteriumtarget mit einer Gesamtdicke von ca.  $1000\text{ }\mu\text{m}$  und einem Laserpuls der Energie  $160\text{ J}$  unter einem Einfallswinkel von  $0^\circ$  durchgeführt und erzeugte einen Ionenstrahl mit einer Maximalenergie von  $28,6\text{ MeV}$  (Auswertung des RCF-Stapels).

Die IP zeigt eine Spur, die Protonen oder Deuteronen zuzuordnen ist. Die horizontale Ablenkung der Ionen im Spektrometer ist indirekt proportional zu Ihrer Energie, d. h. die Energie nimmt von links nach rechts ab; die vertikale Ablenkung ist proportional zum Ladung/Masse-Verhältnis der Ionen und nimmt von unten nach oben zu. Eine detaillierte Auswertung der Messdaten war aufgrund des unzureichenden Auflösungsvermögens des Spektrometers nicht möglich. (Schanz 2013)



**Abbildung 4.30:** Mittels NAIS gewonnenes Ionenstrahlprofil des RCF-Stapels aus Experiment 7451 an PHELIX. Das Experiment wurde mit einem Plastiktargt (TPX) der Dicke  $0,745\text{ }\mu\text{m}$  und einem Laserpuls der Energie  $214\text{ J}$  unter einem Einfallswinkel von  $10^\circ$  durchgeführt und erzeugte einen Ionenstrahl mit einer Maximalenergie von  $64,6\text{ MeV}$ . Die in den Kupferfolien des RCF-Stapels induzierten Ionenstrahlprofile wurden nach dem Experiment per Autoradiographie auf IPs übertragen und digitalisiert. Die unter den einzelnen Bildern angegebenen Energiewerte entsprechen der Maximalenergie der Ionen, die in der jeweiligen Kupferfolie vollständig gestoppt wurden.

Das mittels NAIS aufgenommene Strahlprofil entspricht der Auswertung der RCF-Filme desselben RCF-Stapels (vgl. Abb. 4.5). Aufgrund des geringeren Kontrasts ist eine Differenzierung der beiden mittels RCF identifizierten überlagerten Strahlprofile hier nicht möglich.



**Abbildung 4.32:** Neutronendosiswerte während der Experimente an PHELIX. Die Abbildungen zeigen exemplarisch die räumliche Verteilung der Neutronendosiswerte in  $\mu\text{Sv}$ , die während der Experimente zur lasergetriebenen Ionenbeschleunigung gemessen wurden. Hierzu wurden acht Blasen-Detektoren an den Außenwänden der Targetkammer befestigt und nach jedem Experiment ausgewertet.  $0^\circ$  entspricht der Richtung der Laserpropagation durch das Target. Die einzelnen Abbildungen zeigen eine erhöhte Neutronendosis im Raumwinkelbereich zwischen  $165^\circ$  bis  $200^\circ$ , die der beiläufigen Aktivierung der Fokussierparabel aus Kupfer durch Sekundärstrahlung während der Laser-Materie-Wechselwirkung zuzuordnen ist, sowie eine leichte Erhöhung im Bereich von  $345^\circ$ , die auf die Aktivierung der Kupferfolien im RCF-Stapel zurückzuführen ist.

---

Aus der Verteilung der Neutronen ist keine eindeutige Vorzugsrichtung zu erkennen, die z. B. mit der Erzeugung der hochenergetischen gerichteten Protonen in direkten Zusammenhang gebracht werden könnte. Auffällig ist eine leichte Erhöhung der gemessenen Dosiswerte in entgegengesetzter Richtung der Laserpropagation zum Target. Eine mögliche Erklärung hierfür ist die letzte strahlformende Optik, der Parabolspiegel aus Kupfer. Wie in Abschnitt 2.6.5 diskutiert, bietet die Aktivierung von Kupfer durch ionisierende Strahlung mehrere mögliche Zerfallsprozesse, die Neutronen emittieren. Dadurch ist der Parabolspiegel durch seine Größe und die damit verbundene Kupfermenge eine mögliche Quelle für erhöhte Neutronenemissionen. Als zweite Quelle kommen die für NAIS verwendeten Kupferfolien des RCF-Stapels in Betracht, die zwar eine deutlich geringere Masse als der Parabolspiegel aufweisen, dafür aber im direkten Strahlengang des Ionenstrahls platziert sind und somit einer höheren Intensität ionisierender Strahlung ausgesetzt sind. Schließlich kann auch das für den Targethalter des Kryoaufbaus verwendete Kupfer durch Wechselwirkungsprozesse mit dem im Target erzeugten Plasma und der resultierenden ionisierenden Strahlung aktiviert werden und Neutronen abgeben.

Aufgrund dieser möglichen Nebenquellen und der groben räumlichen Auflösung bedingt durch die geringe Anzahl der verwendeten Blasen-Detektoren konnte keine sinnvolle Analyse der aufgenommenen Neutronendosiswerte durchgeführt werden. Die exemplarisch untersuchten Experimente legen jedoch den Schluss nahe, dass die Gesamtdosis der detektierten Neutronen mit der Maximalenergie der erzeugten Protonen und damit der Effizienz des Laser-Materie-Wechselwirkungsprozesses skaliert. Dies ist insofern konsistent, als dass eine größere Anzahl bzw. eine höhere Energie der erzeugten Ionen die Wahrscheinlichkeit für Neutronen erzeugende Wechselwirkungsprozesse bei der Interaktion mit Materie erhöht.

---

#### 4.2.4 Optimierungspotentiale

---

Im Rahmen der Experimentkampagne wurde zum ersten Mal ein Kryoaufbau zur Herstellung freitragender kryogener Wasserstofftargets im Petawatt-Experimentierbereich von PHELIX eingesetzt. Im Laufe der Experimente konnten daher technische Eigenschaften herausgearbeitet werden, die in zukünftigen Experimenten optimiert werden können.

---

##### Kryoaufbau

---

Die genaue Kontrolle und Regulierung der Temperatur des Kryoaufbaus ist entscheidend für die erfolgreiche Herstellung der kryogenen Targets. Im Experiment zeigte sich allerdings, dass die aufgrund ihrer hohen Messgenauigkeit verwendeten *Cernox*-Temperatursensoren nicht ausreichend robust gegen die im Experiment auftretende Strahlung waren. So fielen im Laufe der Experimentkampagne insgesamt drei *Cernox*-Sensoren jeweils im Anschluss an ein Experiment aus. Der Ausfall machte sich hierbei durch einen plötzlichen Offset im Messsignal oder einen Totalausfall des Sensors bemerkbar. Als mögliche Ursachen kommen die bei der Laser-Materie-Wechselwirkung entstehende Strahlung bzw. der dabei auftretende EMP in Betracht. Es ist denkbar, dass die aufgrund der Ladungstrennung im Plasma in der Nähe des Targethalters auftretenden starken elektrischen Felder hohe Ströme entlang der Zuleitungen der Temperatursensoren erzeugten, die zum Defekt des auf Ströme im Bereich von wenigen  $\mu\text{A}$  ausgelegten Temperatursensors führten.

Ein Austausch der Sensoren während des Experiments war aufgrund der Einbaulage innerhalb des Kryoaufbaus sehr aufwändig und zeitintensiv. Da die genaue Ursache des Sensorausfalls nicht bekannt ist, konnten bisher keine möglichen Korrekturmaßnahmen oder Alternativen erprobt werden. Für zukünftige Experimente wäre es daher empfehlenswert die individuell kalibrierten *Cernox*-Sensoren durch kostengünstigere Sensoren zu ersetzen, die im Experiment leicht ausgetauscht werden können. Ein Prototyp solcher Temperatursensoren wurde im Rahmen dieser Arbeit zusammen mit Herrn Markus Hesse konzipiert und für die Folgeexperimentkampagne an VULCAN vorgesehen (siehe auch Abschnitt 3.1.4).

Weiterhin ist die für ein einzelnes Experiment mit kryogenen Targets benötigte Zeit stark von der Temperaturkontrolle des Kryoaufbaus abhängig. Wie in Abschnitt 3.2.2 beschrieben wurde für die Durchführung eines einzelnen Experiments eine Zeitspanne von 3,5 h bis 5 h benötigt. Diese Zeit bedingt sich durch den zwingend erforderlichen Wechsel des bei jedem Hochenergielaserschuss zerstörten Targeteinsatzes und der dazu jeweils nötigen Abkühl- und Aufheizphase des Kryoaufbaus. Da die Abkühlzeit in erster Linie durch die Kühlleistung des Kaltkopfs bedingt ist, ist hier mangels Verfügbarkeit leistungsstärkerer Alternativen wenig Optimierungspotential vorhanden. Im Gegensatz dazu ließe sich die Aufheizzeit des Kryoaufbaus durch den Einsatz von mehr Heizleistung, z. B. durch zusätzliche

---

Heizkapseln oder Heizleitungen, beschleunigen. Hierbei muss jedoch eine lokale Überhitzung des Systems und dabei insbesondere des Kaltkopfs und der Temperatursensoren unbedingt vermieden werden, da diese sonst irreparabel beschädigt werden könnten.

Das größte Verbesserungspotential liegt allerdings im Targethalter und den verwendeten Diagnostiken. Sollte es möglich sein, den Targeteinsatz und die verwendeten Ionenstrahldiagnostiken auszutauschen, ohne das Vakuum brechen zu müssen, müsste die Targetkammer nur einmalig evakuiert und der Kryoaufbau könnte dauerhaft auf einer tiefen Temperatur gehalten werden. Dies würde die zwischen zwei Experimenten erforderliche Zeitspanne auf die Zeit für die Herstellung und Charakterisierung des Targets, sowie das Temperieren und die Justage des Lasersystems beschränken; im Idealfall würde dies eine Rate von etwa einem Experiment pro Stunde gegenüber aktuell zwei Experimenten pro Tag ermöglichen.

---

### Targetcharakterisierung

---

Neben der zeitlichen Optimierung haben sich auch Potentiale im Bezug auf die verwendete Messtechnik und Justage gezeigt. Wie Abschnitt 4.2.2 beschreibt, ist die Bestimmung der Targetdicke von nur einer Seite des Targets mit einer großen Messunsicherheit von bis zu 100 % behaftet. Diese Messunsicherheit könnte durch die Verwendung eines zweiten chromatisch-konfokalen Sensors oder eines hochauflösenden Mikroskops mit ausreichend großem Sichtfeld, dass eine Beurteilung der Targetgüte am Ort des Laserfokus erlaubt, minimiert werden. Zudem könnte der zeitliche Ablauf der Targetherstellung bis zur Bestrahlung durch den Laser weiter verkürzt werden, sodass die Charakterisierung des Targets unmittelbar vorher erfolgt und Änderungen der Targetgeometrie bis zur Interaktion mit dem Laser ausgeschlossen werden können.

---

### Druckmessung

---

Zur reproduzierbaren Herstellung der kryogenen Targets ist neben der genauen Einstellung der Temperatur auch die Kontrolle des Drucks von entscheidender Bedeutung. Im verwendeten Versuchsaufbau konnte der Druck nur am Ende des Zuleitungsschlauchs am Einlass in die Vakuumkammer gemessen werden, sodass die Messung aufgrund von Druckgradienten entlang der Zuleitung zum Zuchtgefäß fehlerbehaftet war. Des Weiteren ist eine genaue Einstellung des Drucks nur dann möglich, wenn die Leckrate des Systems hinreichend klein ist. Die größte Schwachstelle bildete hier die Dichtung zwischen Zuchtgefäß und Targethalter. Das verwendete Konzept, bestehend aus Indiumdichtung und Schneidring, gewährleistete eine Leckrate von ca.  $2 \text{ mbar s}^{-1}$ , wodurch im Rahmen der Experimentkampagne keine Erzeugung von kryogenen Targets durch Erstarren aus der Flüssigphase möglich war, da der erforderliche Druck im Bereich von ca. 300 mbar nicht aufrecht erhalten werden konnte.

Für die Folgeexperimentkampagne an VULCAN wurde in Zusammenarbeit mit Teams des RAL das Konzept optimiert und eine Kombination aus mehreren Schneidkanten und Kaptonfoliendichtungen eingesetzt, die mit hohem Anpressdruck gegen den Targethalter gedrückt wurden. Dieses Konzept scheint hinsichtlich Dichtigkeit und Austauschbarkeit der Dichtung Vorteile gegenüber dem am IKP und an PHELIX eingesetzten Konzept zu haben.

---

### Fokusjustage

---

Neben der Charakterisierung der kryogenen Targets könnte in zukünftigen Experimenten auch die Justage des Lasers auf das Target weiter optimiert werden. Aufgrund der Wärmeausdehnung des Kryoaufbaus unterscheidet sich die Targetposition bei Raumtemperatur stark von der Position bei Tieftemperatur, sodass die Laserjustage nicht im Voraus, z. B. mit einem Referenztargetmaterial, vorgenommen werden kann. Gleichzeitig war, bedingt durch die Vibration des im Experiment verwendeten GM-Kaltkopfs, die Targetposition während der Kühlung nur auf ca.  $10 \mu\text{m}$  genau bestimmbar. Diese Ungenauigkeit ließe sich entweder durch die Verwendung eines vibrationsarmen Kaltkopfs in PT-Bauart oder durch Schwingungsentkopplung des Targethalters bei gleichzeitiger Aufrechterhaltung der Kühlleistung erreichen. Der Einsatz eines PT-Kühlers anstelle des zuvor verwendeten GM-Kaltkopfs war für die Folgeexperimentkampagne an VULCAN vorgesehen.



---

#### 4.2.5 Zusammenfassung

---

Die vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass im Rahmen der Experimentkampagne an PHELIX im Jahr 2013 lasergetriebene Ionenbeschleunigung sowohl unter Verwendung von Plastiktargets als auch mit kryogenem Wasserstoff erfolgreich demonstriert werden konnte. Bei der Verwendung der Plastiktargets aus Polymethylpenten (TPX) konnten zusammen mit der erstmals für ein derartiges Experiment eingesetzten uOPA-Hochkontrastoption des PHELIX-Frontends Protonen mit einer Maximalenergie von 64,6 MeV erzeugt werden. Dieses Beschleunigungsergebnis konnte anhand der erreichten Effizienz und der Strahlgeometrie dem Beschleunigungsmechanismus BOA zugeordnet werden. Das Experiment stellt damit gleichzeitig die erste experimentelle Realisierung des BOA-Mechanismus an PHELIX und einen neuen Rekordwert für die an diesem Lasersystem erreichte Protonenenergie dar.

Des Weiteren konnte ein Zusammenhang zwischen der Targetdicke der Plastiktargets und der maximal erreichbaren Protonenenergie hergestellt werden. Mit sämtlichen untersuchten Targetdicken zwischen 0,162  $\mu\text{m}$  bis 1,161  $\mu\text{m}$  konnte ein Ionenstrahl aus der Laser-Materie-Wechselwirkung erzeugt werden. Die maximale Energie von 64,6 MeV konnte dabei mit einem Target der Dicke 0,745  $\mu\text{m}$  erreicht werden, während die Maximalenergie sowohl für dünnere als auch dickere Targets bei vergleichbarer Laserenergie geringer ausfiel. Die ermittelte optimale Targetdicke deckt sich dabei im Rahmen der Messunsicherheiten mit in anderen Experimenten gewonnenen semi-empirischen Skalierungen (Jung 2012) und hängt in erster Linie von der Targetzusammensetzung und den Laserparametern Energie und Pulslänge sowie dem Kontrastverhältnis ab.

Neben der Erprobung des BOA-Mechanismus wurden im Rahmen des vorgestellten Projekts erstmalig Experimente zur lasergetriebenen Ionenbeschleunigung mit freitragenden kryogenen Wasserstofftargets in folienähnlicher Geometrie sowie mit kombinierten kryogenen Targetstrukturen an PHELIX durchgeführt. Mit beiden Targetstrukturen konnte erfolgreich die Erzeugung von Ionenstrahlen demonstriert werden. Durch das Auffrieren einer dünnen Schicht aus kryogenem Wasserstoff auf ein Plastiktarget konnten die maximal erreichbare Protonenenergie erhöht sowie die Strahlgüte im Vergleich zu einem gleich dicken unbehandelten Plastiktarget verbessert werden.

Die Experimente mit freitragenden kryogenen Deuteriumtargets mit Dicken im Bereich von 100  $\mu\text{m}$  bis 1000  $\mu\text{m}$  haben gezeigt, dass die erfolgreiche Verwendung solcher direkt im Experiment hergestellten Targetstrukturen möglich ist und haben Hinweise auf die Beschleunigung von Deuteronen aus der Targetstruktur selbst ergeben. Aufgrund der Messunsicherheiten der verwendeten Diagnostiken ist jedoch kein direkter Zusammenhang zwischen Targetstruktur und Maximalenergie sowie Zusammensetzung des erzeugten Ionenstrahls ableitbar.

---

### 4.3 VULCAN

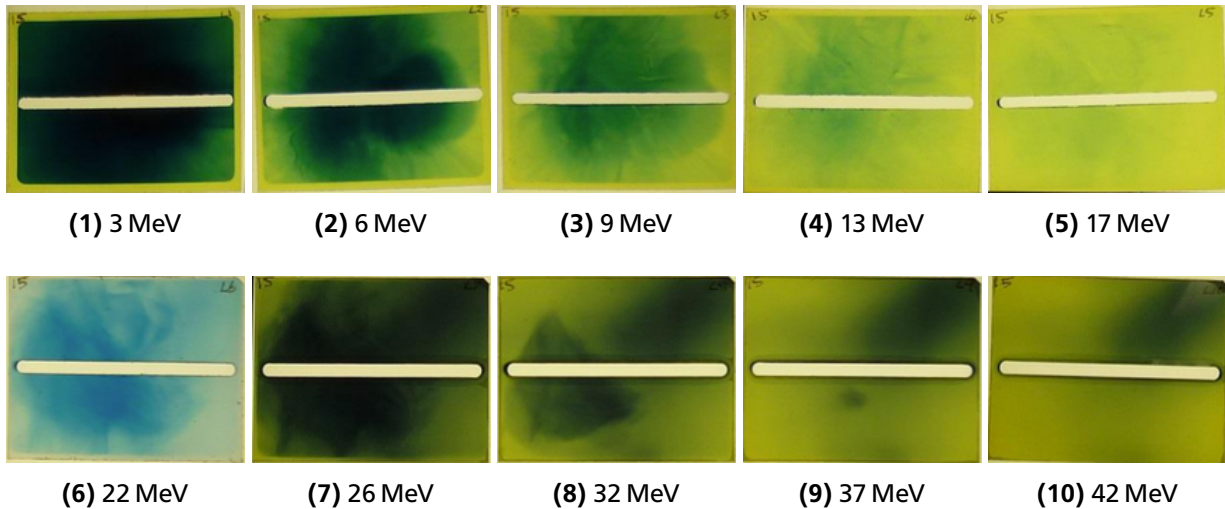
---

Die Experimentkampagne an VULCAN war auf insgesamt sechs Wochen ausgelegt und hatte die Erprobung und Verifikation der an PHELIX gewonnen Erkenntnisse zur Beschleunigung hochenergetischer Ionen aus kryogenen Wasserstofftargets zum Ziel. Um die Ergebnisse mit den Daten an PHELIX vergleichen zu können und die für die an VULCAN gegebenen Laserparameter optimale Targetdicke zu bestimmen, wurden zunächst analog zu der Experimentkampagne an PHELIX Experimente mit Plastiktargets aus Polymethylpenten mit Dicken im Bereich von 0,1  $\mu\text{m}$  bis 1,5  $\mu\text{m}$  durchgeführt.

Leider stellte sich bei diesen Experimenten heraus, dass das Kontrastverhältnis des Lasers ungeeignet für die Verwendung dünner Targetstrukturen war. Die Strahlprofile der erzeugten Ionenstrahlen wiesen Eigenschaften auf, die für die vorzeitige Zerstörung des Targets durch einen unerwünschten Vorpuls vor dem für die Interaktion vorgesehenen Laserhauptpuls typisch sind, z. B. eine hohe Strahldivergenz aufgrund eines frühzeitig expandierten Plasmas sowie ein räumlich inhomogenes Strahlprofil mit niedriger Maximalenergie. Abbildung 4.34 zeigt exemplarisch die RCF-Filme eines solchen Experiments.

Neben den ungeeigneten Laserparametern kam es zu technischen Problemen mit dem für das Experiment vorgesehenen Kryoaufbau. Entgegen der ursprünglichen Planung musste statt des vibrationsarmen PT-Kühlers der Aufbau auf den am IKP und an PHELIX verwendeten GM-Kaltkopf vom Typ *RDK-415D* umgebaut werden. Zudem konnte die vorgesehene Halterung zur gleichzeitigen Verwendung von zwei chromatisch-konfokalen Sensoren nicht eingebaut werden, sodass stattdessen analog zu der Experimentkampagne an PHELIX nur ein Sensor zur Charakterisierung der Targetfrontseite eingesetzt werden konnte.

Aufgrund der Verzögerungen konnten insgesamt nur zwei Experimente mit kryogenen Deuteriumtargets durchgeführt werden, die kein auswertbares Ionenstrahlsignal lieferten. Somit konnten die Ziele der Experimentkampagne, d. h.



**Abbildung 4.34:** Ionenstrahlprofil des RCF-Stapels aus Experiment 15 an VULCAN. Das Experiment wurde mit einem Plastiktargget (TPX) der Dicke  $0,6\,\mu\text{m}$  und einem Laserpuls der Energie  $550\,\text{J}$  unter einem Einfallswinkel von  $12^\circ$  durchgeführt und erzeugte einen Ionenstrahl mit einer Maximalenergie von ca.  $40\,\text{MeV}$ .

Die unter den einzelnen Bildern angegebenen Energiewerte entsprechen der Maximalenergie der Ionen, die im jeweiligen RCF-Film vollständig gestoppt wurden. Der RCF-Stapel wurde im Experiment auf die Laserachse zentriert, der Schlitz in der Mitte diente der Transmission eines Teils des Ionenstrahls in die hinter dem RCF-Stapel positionierten Magnetspektrometer. Die Grundfarbe des jeweiligen RCF-Films ist abhängig von der verwendeten Filmart (*HD*, *MD* bzw. *EBT*).

Der RCF-Stapel zeigt zwei überlagerte Strahlprofile mit hoher Divergenz und räumlicher Inhomogenität. Das räumliche Strahlprofil und die geringe maximale Protonenenergie von ca.  $40\,\text{MeV}$  deuten auf die Zerstörung des Targets während der Laser-Materie-Wechselwirkung aufgrund eines intensiven Vorpulses hin.

die Erzeugung von lasergetriebenen Ionenstrahlen unter Verwendung von kryogenen Wasserstofftargets und damit die Vertiefung der in der Experimentkampagne an PHELIX gewonnenen Erkenntnisse, nicht erreicht werden.



---

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

---

Die vorliegende wissenschaftliche Arbeit beschreibt die Herstellung von festen Materialproben (Targets) mit definierter Geometrie aus gefrorenem Wasserstoff und deren Verwendung in Experimenten zur Laser-Materie-Wechselwirkung. Den Schwerpunkt dieser Experimente bildete die lasergetriebene Erzeugung von hochenergetischen Ionenstrahlen. Hierzu wurden die Grundlagen der Targeterzeugung sowie verschiedene Charakterisierungsmöglichkeiten am Institut für Kernphysik (IKP) der Technischen Universität Darmstadt (TUD) untersucht. Der im Rahmen der Arbeit entwickelte Kryoaufbau wurde in zwei Experimentkampagnen zur lasergetriebenen Ionenbeschleunigung an den Lasersystemen Petawatt High Energy Laser for Ion Experiments (PHELIX) des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung bzw. VULCAN Petawatt Laser (VULCAN) des Rutherford Appleton Laboratory (RAL) eingesetzt. Zusätzlich wurden am IKP Targetstrukturen erzeugt, die für Experimente zur Untersuchung von warm dichter Materie (dt.: warme dichte Materie) (WDM) bzw. Laboratory Planetary Sciences (dt.: Labor-Planetologie) (LAPLAS) in der Startphase von Facility for Antiproton and Ion Research (dt.: Einrichtung zur Forschung an Antiprotonen und Ionen) (FAIR) eingesetzt werden könnten.

Im Rahmen des Projekts konnten erstmals freitragende Targetstrukturen aus kryogenem Wasserstoff am Höchstleistungslasersystem PHELIX hergestellt und für die lasergetriebene Teilchenbeschleunigung mittels der Methoden laser breakout afterburner (dt.: Laserausbruch-Nachbeschleunigung) (BOA) und target normal sheath acceleration (dt.: Probenoberflächennormalenfeld-Beschleunigung) (TNSA) genutzt werden. Weiterhin konnten im Rahmen der durchgeführten Experimentkampagnen unter der Verwendung von Plastiktargts und kombinierten Targetstrukturen aus Plastik und kryogenem Wasserstoff hohe Maximalenergien der beschleunigten Protonen von bis zu 65 MeV erreicht werden, die zum Zeitpunkt der Durchführung einen neuen Höchstwert für laserbeschleunigte Protonen am Lasersystem PHELIX bedeuteten.

---

### 5.1 Targetherstellung

---

Zur Herstellung kryogener Wasserstofftargets wurde ein System aufgebaut, dass das Ausfrieren von Wasserstoff in einem geschlossenen Volumen im Vakuum bei Temperaturen zwischen 8 K bis 20 K ermöglichte. Ziel des Vorhabens war die Herstellung freitragender fester Wasserstoffstrukturen mit einem Durchmesser im Bereich von 1 mm bis 2 mm bei einer Dicke von 1  $\mu\text{m}$  bis 1000  $\mu\text{m}$ . Hierzu wurde ein spezieller Targethalter konstruiert, der thermisch mit einem Kryo-Kaltkopf gekoppelt wurde und somit die erforderlichen tiefen Temperaturen erreichen konnte. Für die Erzeugung der kryogenen Wasserstoffstruktur wurde der Targethalter von einem eigens hierfür konstruiertem gasdichten Behälter, dem so genannten Zuchtgefäß, umschlossen. In diesem abgeschlossenen Volumen konnte durch Einleiten des Targetgases Wasserstoff eine kryogene Festkörperstruktur am Targethalter aufgefroren werden.

Die Herstellung der kryogenen Festkörperstruktur konnte dabei gemäß der Phasenübergänge von Wasserstoff entweder durch Resublimation, d. h. die Verfestigung aus der Gasphase, oder über den Zwischenschritt des Phasenübergangs aus der Gasphase in die Flüssigphase und anschließendes Erstarren der Flüssigkeit erfolgen. Bei der Untersuchung dieser Phasenpfade zeigten sich unterschiedliche technische Herausforderungen sowie sich daraus ergebende Targeteigenschaften.

Die Methode der Resublimation erforderte das Herabkühlen einer eingeschlossenen Gasmenge bei niedrigem Druck von wenigen mbar. Hierbei fror das Gas an allen Oberflächen auf, die eine niedrigere Temperatur als den Schmelzpunkt des Wasserstoffs (14 K für  $^1\text{H}$  bzw. 19 K für  $\text{D}_2$ ) aufwiesen. Dies führte zu einem graduellen Aufwachsen kryogener Schichten durch Zugabe von weiterem Gas. Die Geometrie der Struktur ließ sich hierbei in begrenztem Maß durch die Form des Targethalters vorgeben. An der Oberfläche der Targetstruktur bildete sich durch Auffrieren einzelner Gasmoleküle häufig eine feinkristalline Struktur.

Im Gegensatz zur Resublimation erforderte das Erstarren von Wasserstoff aus der Flüssigphase höhere Drücke von mehr als 100 mbar, um zunächst den Phasenübergang von gasförmig nach flüssig herzustellen. Dieser höhere Druck, den das Zuchtgefäß gegen das umgebende, zur thermischen Isolation eingesetzte Vakuum halten musste, stellte hohe Anforderungen an die mechanische Stabilität des Zuchtgefäßes und die zur Abdichtung gegen den Targethalter verwendete Dichtung. Das exakte Einstellen der für die Flüssigphase benötigten Temperatur- und Druckverhältnisse erforderte zudem die Entwicklung eines geeigneten Temperatur- und Gaskontrollsystems. Nach

---

Erreichen der Flüssigphase musste die gebildete Flüssigkeit weiter abgekühlt werden, um den Phasenübergang in die feste Phase einzuleiten. Die Geometrie des flüssigen Wasserstoffs ließ sich über den Targethalter durch die Ausgestaltung von Grenzflächen, an denen die gebildete Flüssigkeit aufgrund von Oberflächeneffekten anhaftete, beeinflussen. Beim Erstarren aus der Flüssigphase zeigte sich eine gleichmäßige, transparente Targetstruktur, die ideal für Experimente zur Wechselwirkung mit intensiver Laserstrahlung geeignet ist.

---

## 5.2 Targetcharakterisierung

---

Neben der Herstellung der kryogenen Targetstrukturen wurden im Rahmen des vorgestellten Projekts auch verschiedene Methoden der Targetcharakterisierung, insbesondere zur Bestimmung der Targetdicke, erprobt. Hierzu zählen die optischen Verfahren der Weißlichtinterferenz und der chromatisch-konfokalen Mikroskopie sowie die kernphysikalische Methode der  $\alpha$ -Teilchen-Spektroskopie.

Im Laufe der Experimente am IKP stellte sich heraus, dass der für die chromatisch-konfokale Mikroskopie verwendete Messaufbau besser zur Bestimmung der Targetdicke geeignet war als die Methode der Weißlichtinterferometrie. Während für die Bestimmung der Targetdicke nach der chromatisch-konfokalen Methode die Ermittlung des Abstands der Targetgrenzfläche zum verwendeten Messkopf ausreichend war, erforderte die Weißlichtinterferometrie die Überlagerung des reflektierten Messsignals sowohl von der vorderen als auch der rückseitigen Targetgrenzfläche. Es zeigte sich dabei, dass das Signal der rückseitigen Grenzfläche aufgrund von Brechungs- und Streueffekten innerhalb des Targets nur mit unzureichender Signalstärke messbar war und somit nicht mit dem Signal der vorderen Grenzfläche zur Bestimmung des Interferenzsignals überlagert werden konnte. Die Methode der chromatisch-konfokalen Mikroskopie wurde daher sowohl in den Experimenten zur Erprobung der Targeterzeugung am IKP als auch für die Experimentkampagnen an PHELIX und VULCAN als primäre Targetdiagnostik eingesetzt.

Neben den zuvor genannten optischen Verfahren wurde im Rahmen des Projekts auch die Bestimmung der Targetdicke von kryogenem Wasserstoff mittels  $\alpha$ -Teilchen-Spektroskopie untersucht. Hierzu wurde der Energieverlust der von einer radioaktiven Quelle emittierten  $\alpha$ -Teilchen nach Transmission durch das zu vermessende Objekt mittels eines Halbleiterdetektors bestimmt. Da zur exakten Bestimmung der Targetdicke die statistische Erfassung einer hohen Anzahl von  $\alpha$ -Teilchen erforderlich ist, eignet sich diese Methode insbesondere zur Vermessung von Proben in stationären Zuständen, wie z. B. Plastikfolien. Bei der Bestimmung der Targetdicke eines kryogenen Wasserstofftargets konnte über die hierfür erforderliche Messzeit kein plausibler Messwert bestimmt werden. Mögliche Gründe hierfür waren die geringe Aktivität der radioaktiven Quelle sowie die unzureichende Ortsauflösung des getesteten Aufbaus, durch die die angenommene dynamische Veränderung des untersuchten Targets während der Messung nicht abgebildet werden konnte.

---

## 5.3 Experimente zur lasergetriebenen Ionenbeschleunigung

---

Zur Untersuchung der Wechselwirkung von kryogenen Wasserstofftargets mit hochintensiver Laserstrahlung wurden zwei Experimentkampagnen an Höchstleistungslasersystemen der Petawatt-Klasse durchgeführt: eine 2013 am Lasersystem PHELIX des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung in Darmstadt und eine 2014 am Lasersystem VULCAN des RAL in Didcot/UK. Ziel beider Experimentreihen war die Erzeugung von gerichteten Protonenstrahlen durch Bestrahlung der Wasserstofftargets mit hochintensiver Laserstrahlung. Hierbei wurde insbesondere die experimentelle Realisierung des Beschleunigungsmechanismus BOA untersucht, der bei Laserintensitäten von  $10^{21} \text{ W cm}^{-2}$  und passenden Targetstrukturen Protonenenergien von bis zu GeV ermöglichen soll.

Zur Untersuchung von BOA wurden neben kryogenen Wasserstofftargets mit Dicken im Bereich von  $100 \mu\text{m}$  bis  $1000 \mu\text{m}$  auch Targets aus Plastik mit Dicken im Bereich von  $0,1 \mu\text{m}$  bis  $1,5 \mu\text{m}$  verwendet, die im Targetlabor des IKP eigens für diese Experimente hergestellt wurden. Im Rahmen der Experimentkampagne an PHELIX wurde damit erstmals die Verwendung von freitragenden kryogenen Wasserstofftargets für die lasergetriebene Ionenbeschleunigung mit Maximalenergien von  $46 \text{ MeV}$  experimentell demonstriert. Zudem lieferten die Experimente mit Plastiktargets an PHELIX Protonen mit Maximalenergien von bis zu  $65 \text{ MeV}$  entlang der Propagationsrichtung des Laserstrahls, die mit dem BOA-Konzept vereinbar waren und zum Zeitpunkt des Experiments eine neue Rekordenergie für laserbeschleunigte Protonen an PHELIX bedeuteten.

Die aus den Experimenten an PHELIX gewonnenen Erkenntnisse sollten im Rahmen einer zweiten Experimentkampagne am Lasersystem VULCAN 2014 bestätigt werden. Hierzu wurde der Versuchsaufbau an den vorgesehenen



---

Experimentierplatz in Zusammenarbeit mit einem Team des RAL adaptiert und die an PHELIX erprobten Diagnostiken optimiert. Aufgrund von technischen Schwierigkeiten konnte die Experimentkampagne jedoch nicht wie geplant durchgeführt werden und verlief ergebnislos.

---

## 5.4 Targetstrukturen für FAIR

---

Neben den freitragenden kryogenen Wasserstofftargets für die Experimente zur lasergetriebenen Ionenbeschleunigung konnte am IKP eine weitere Targetgeometrie erzeugt werden, die für Experimente zur Untersuchung von warmer dichter Materie geeignet ist. Hierbei handelte es sich um mit kryogenem Wasserstoff gefüllte Bleizylinder, die mit einem hierfür angepassten Versuchsaufbau hergestellt werden konnten. Diese Targetgeometrie kann für die LAPLAS-Experimente der Startphase des neuen Beschleunigerzentrums FAIR verwendet werden.

---

## 5.5 Ausblick

---

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Experimente haben gezeigt, dass die Erzeugung von dünnen freitragenden kryogenen Wasserstofftargets und deren Verwendung in Laser-Materie-Wechselwirkungsexperimenten möglich ist. Die im ersten Experiment erreichten Maximalenergien der beschleunigten Ionen lagen mit 46 MeV bereits im Bereich der ebenfalls im Rahmen der Experimente erreichten Rekordenergie an PHELIX von 65 MeV unter Verwendung von konventionellen Targetstrukturen. Die an PHELIX erreichbare Maximalenergie konnte inzwischen durch weitere Optimierungen des Laserpulses auf 85 MeV (Wagner, Deppert u. a. 2016) erhöht werden. Es erscheint daher sinnvoll, die erzeugten kryogenen Targets und den dazu erforderlichen Versuchsaufbau zu optimieren und weitere Experimente durchzuführen, um die erzielten Ergebnisse zu verifizieren und das weitere Potential dieses Targettyps auszuschöpfen.

Zum besseren Verständnis der Wechselwirkung ist eine genauere Charakterisierung der erzeugten Targetstruktur vor der Interaktion mit dem Laser erforderlich. Hierzu ist eine Verbesserung des verwendeten Messaufbaus zur chromatisch-konfokalen Mikroskopie denkbar, die z. B. mit zwei verwendeten Sensoren die gleichzeitige Charakterisierung der Targetvorderseite sowie der Targetrückseite ermöglichen könnte. Bei entsprechender Aufhängung wäre durch ein schnelles Verfahren der Sensoren darüber hinaus die Erstellung eines kompletten Oberflächenprofils möglich, sodass nicht nur der gedachte Interaktionspunkt mit dem Laser, sondern auch die direkt angrenzende Struktur charakterisierbar wäre.

Die genaue Einstellung der Targetgeometrie erfordert einen hochstabilen Messaufbau, insbesondere eine reproduzierbare Funktion des Kryoaufbaus. Als Schwachstelle des bisher verwendeten Aufbaus hat sich die Stabilität und Abdichtung des Zuchtgefäßes bzw. der verwendeten Indiumdichtung erwiesen. Durch weitere Optimierung dieses zentralen Elements könnte die Dichtigkeit und damit insbesondere die Herstellung von Targetstrukturen durch Erstarren, d. h. über den Phasenübergang flüssig zu fest, weiter verbessert werden.

Aufgrund des zeitintensiven Experimentablaufs, dessen Gesamtdauer von bis zu 5 h vor allem durch die langen Abkühl- und Aufheizphasen vor bzw. nach der Durchführung des Experiments bedingt war, konnten in dem für die Experimentkampagne zur Verfügung stehenden Zeitfenster nur wenige Experimente mit kryogenen Targets durchgeführt werden. Eine Verringerung der für ein einzelnes Experiment benötigten Zeit und die damit verbundene höhere Wiederholrate würde nicht nur die Untersuchung einzelner Charakteristika durch Variation der Parameter vereinfachen, sondern auch die Verwendung der Targets für einen weiteren Anwendungsbereich, z. B. den Einsatz als Strahlquelle in einer Beschleunigungsanlage, ermöglichen. Hierzu müsste eine Methode entwickelt werden, die die Wiederverwendung des mit dem Laser bestrahlten Targethalters bzw. dessen Austausch ohne Aufheizen und erneutes Abkühlen des Aufbaus sowie Brechen des Vakuums erlaubt.

Zur Maximierung der Konversionseffizienz von Laserstrahlung in die Beschleunigung von Ionen ist neben der Verbesserung der Targetcharakterisierung auch eine Optimierung der Justage des Laserfokus auf das Target und eine damit verbundene Laserintensitätserhöhung denkbar. Die im Experiment beobachteten Messunsicherheiten beruhten in erster Linie auf der Vibration des verwendeten Kaltkopfs, die sich auf den Targethalter und damit das Target selbst übertrugen. Durch Verwendung eines vibrationsärmeren Kaltkopfs, z. B. eines PT-Kühlers, oder durch eine Schwingungsentkopplung des Targets vom Kaltkopf könnte die relative Position des Targets zum Laser besser bestimmt und damit die Laserintensität auf dem Target erhöht werden. Alternativ wäre es möglich die Targethalterung in allen Raumachsen verfahrbar ausulegen und so deren Positionierbarkeit zu optimieren.

---

Neben den zuvor genannten möglichen Verbesserungen des konzipierten Versuchsaufbaus könnten auch Optimierungen an den bestehenden Experimentierplätzen und den zur Verfügung stehenden Lasersystemen zu einem Fortschritt bei der Nutzung kryogener Targets beitragen. Während die lasergetriebene Teilchenbeschleunigung von der Verfügbarkeit von Lasern mit noch höheren Strahlleistungen profitieren kann, könnten insbesondere die ersten Experimente an neuen Forschungseinrichtungen wie FAIR weitere Potentiale der vorgestellten Targets, z. B. für Experimente zur Untersuchung von WDM oder Laborastrophysik, ausweisen. Diese könnten neben der Bestrahlung mit Lasern auch durch die Kombination mit Ionen- bzw. Schwerionenstrahlen ein breites Anwendungsspektrum für die im Rahmen dieser Arbeit geschaffenen Grundlagen bieten.

---

## Glossar

---

- ASE amplified spontaneous emission (dt.: verstärkte Spontanemission). 59, 89
- BOA laser breakout afterburner (dt.: Laserausbruch-Nachbeschleunigung). 3, 5, 12, 13, 15–17, 42, 60, 63, 65, 68, 72, 82–92, 97, 104, 107, 108
- CERN Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (Großforschungseinrichtung im Kanton Genf in der Schweiz). 7, 9, 48
- CPA chirped pulse amplification (dt.: Verstärkung getschilter Pulse). 10, 13, 58, 70
- CSA collisionless shock acceleration (dt.: kollisionsfreie Schockbeschleunigung). 18
- DESY Deutsches Elektronen-Synchrotron. 9
- DLC diamond like carbon (dt.: diamantähnlicher Kohlenstoff). 15
- EMP electromagnetic pulse (dt.: elektromagnetischer Puls). 51, 102
- FAIR Facility for Antiproton and Ion Research (dt.: Einrichtung zur Forschung an Antiprotonen und Ionen). 3, 5, 8, 18, 19, 49, 107, 109, 110
- FEM Finite-Elemente-Methode. 30
- FWHM full width at half maximum (dt.: Halbwertsbreite). 60, 71, 86
- GM Gifford-McMahon. 24, 25, 41, 71, 78, 103, 104
- GSI GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung. 3, 5, 7, 10, 18, 39, 48–50, 57, 58, 60, 73, 82, 107, 108
- HEDGeHOB High Energy Density Matter generated by Heavy Ion Beams (dt.: Materie hoher Energiedichte erzeugt von Schwerionenstrahlen). 18
- Higgs-Boson Elementarteilchen des Standardmodells. 7
- IKP Institut für Kernphysik. 3, 5, 24, 39–44, 47, 49, 50, 56, 57, 60, 63–65, 69–73, 75, 77, 80, 81, 86, 91, 103, 104, 107–109, 159, 160
- ILC International Linear Collider (dt.: Internationaler Linearkollider). 7
- IP image plates (dt.: Bildplatten). 35, 36, 61, 63, 69, 97, 98, 100
- iWASP ion wide angle spectrometer (dt.: Ionenweitwinkelspektrometer). 35
- LANL Los Alamos National Laboratory. 13, 15, 17, 73, 93
- LAPLAS Laboratory Planetary Sciences (dt.: Labor-Planetologie). 3, 5, 8, 19, 49, 50, 107, 109
- Laser light amplification by stimulated emission of radiation (dt.: Lichtverstärkung durch stimulierte Strahlungsemission). 9
- LED light emitting diode (dt.: lichtemittierende Diode). 55, 66, 76, 80
- LHC Large Hadron Collider (dt.: großer Hadronenkollider). 7, 48
- Lineartisch in einer oder mehreren Achsen verfahrbare Halterung. 47
- LLNL Lawrence Livermore National Laboratory. 13, 58, 70

---

LSA light sail acceleration (dt.: Lichtsegelbeschleunigung). 18

NA numerische Apertur. 66

NAIS nuclear activation imaging spectroscopy (dt.: bildgebende Kernaktivierungsspektroskopie). 36, 69, 98, 100, 102

Nd:Glas mit Neodym dotiertes Glas. 59, 70

NTC negative temperature coefficient (dt.: negativer Temperaturkoeffizient). 25, 26

OPCPA optical parametric chirped pulse amplification (dt.: optisch-parametrische Verstärkung getschilpter Pulse). 70

PHELIX Petawatt High Energy Laser for Ion Experiments. 3, 5, 10, 13, 33, 37, 39, 42, 57–73, 82–90, 92–97, 99–105, 107–109, 159, 160

PIC particle in cell (dt.: Teilchen in Zelle). 13, 15–17

PID proportional integral derivative (dt.: proportional, integral, ableitend). 27, 28, 53, 75

Polycarbonat thermoplastischer Kunststoff. 48

PPM parts per million (dt.: Teile pro Million). 45

PRIOR Proton Radiography for FAIR (dt.: Protonenradiographie für FAIR). 49, 50

PSE Periodensystem der Elemente. 19

PT pulse tube (dt.: Pulsröhre). 24, 25, 71, 72, 103, 104, 109

PTC positive temperature coefficient (dt.: positiver Temperaturkoeffizient). 25

PTFE Polytetrafluorethylen. 46, 48

RAL Rutherford Appleton Laboratory. 39, 70–73, 103, 107–109, 160

RCF radiochromatischer Film. 33–36, 61, 63, 67–69, 72, 83–88, 91–102, 104, 105, 160

RITA relativistically induced transparency acceleration (dt.: Beschleunigung durch relativistische Transparenz). 17, 18

RPA radiation pressure acceleration (dt.: Lichtdruckbeschleunigung). 15, 17, 18

sccm Standardkubikzentimeter pro Minute. 54

SNR signal to noise ratio (dt.: Signal-Rausch-Verhältnis). 55, 59, 80, 81

SRIM The Stopping and Range of Ions in Matter. 34, 57

Ti:Sa mit Titan dotiertes Saphirglas. 58, 70

TNSA target normal sheath acceleration (dt.: Probenoberflächennormalenfeld-Beschleunigung). 12–17, 34, 72, 83, 85–92, 94, 97–99, 107

TUD Technische Universität Darmstadt. 3, 5, 39, 40, 44, 73, 107

UNILAC Universal Linear Accelerator. 7, 48, 49, 60

uOPA ultrafast optical parametric amplifier (dt.: ultraschneller optisch-parametrischer Verstärker). 59, 83, 86, 89, 104

USB Universal Serial Bus (dt.: universeller serieller Bus). 54

VULCAN VULCAN Petawatt Laser. 3, 5, 39, 70–73, 81, 102–105, 107, 108

WDM warm dense matter (dt.: warme dichte Materie). 3, 18, 19, 59, 107, 110

---

## Literatur

---

- Abts, G. (2010). *Kunststoff-Wissen für Einsteiger*. München: Carl Hanser Verlag GmbH & Co. KG. URL: <http://www.hanser-elibrary.com/doi/book/10.3139/9783446424265> (siehe S. 48).
- Advanced Research Systems (2017). *Closed Cycle Cryocooler Principles of Operation*. URL: <https://www.arscryo.com/tech-notes/cryocooler-principle-of-operation.html> (besucht am 25.10.2017) (siehe S. 24).
- Albright, B. J. u. a. (2007). „Relativistic Buneman instability in the laser breakout afterburner“. In: *Physics of Plasmas* 14.9, 094502, S. 094502. URL: <http://link.aip.org/link/?PHP/14/094502/1> (siehe S. 13, 15).
- AMETEK Inc. (2015). *Multichannel Analyzers*. URL: <http://www.ortec-online.com/products/electronics/multichannel-analyzers-mca> (besucht am 05.10.2017) (siehe S. 57).
- Astbury, S. u. a. (2016). „In-situ formation of solidified hydrogen thin-membrane targets using a pulse tube cryocooler“. In: *Journal of Physics: Conference Series*. Bd. 713. 1. IOP Publishing, S. 012006 (siehe S. 72).
- Bagnoud, V. u. a. (2010). „Commissioning and early experiments of the PHELIIX facility“. In: *Applied Physics B* 100.1, S. 137–150. URL: <https://doi.org/10.1007/s00340-009-3855-7> (siehe S. 10, 58).
- Batani, D. u. a. (2010). „Effects of laser prepulses on laser-induced proton generation“. In: *New Journal of Physics* 12.4, S. 045018. URL: <http://stacks.iop.org/1367-2630/12/i=4/a=045018> (siehe S. 89).
- Behnke, T. u. a. (2013). „The International Linear Collider Technical Design Report-Volume 1: Executive Summary“. In: *arXiv preprint arXiv:1306.6327* (siehe S. 7).
- Blasche, K. und Prange, H. (1977). „Die GSI in Darmstadt (I): Ein Laboratorium für die Schwerionenforschung“. In: *Physikalische Blätter* 33.6, S. 249–261 (siehe S. 7).
- Boyd, R. W. (2008). *Nonlinear optics*. 3. ed. Amsterdam u.a.: Academic Press (siehe S. 9).
- Brunel, F. (1987). „Not-so-resonant, resonant absorption“. In: *Phys. Rev. Lett.* 59 (1), S. 52–55. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.59.52> (siehe S. 13).
- Bubble Technology Industries Inc. (2017). *BDT – BUBBLE DETECTOR THERMAL*. URL: <http://bubbletech.ca/product/bdt/> (besucht am 18.09.2017) (siehe S. 36, 37).
- Buneman, O. (1959). „Dissipation of Currents in Ionized Media“. In: *Phys. Rev.* 115 (3), S. 503–517. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.115.503> (siehe S. 16).
- Burris-Mog, T. u. a. (2011). „Laser accelerated protons captured and transported by a pulse power solenoid“. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 14 (12), S. 121301. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevSTAB.14.121301> (siehe S. 60).
- Busold, S., Almomani, A. u. a. (2014). „Shaping laser accelerated ions for future applications – The {LIGHT} collaboration“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 740.0. Proceedings of the first European Advanced Accelerator Concepts Workshop 2013, S. 94–98. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900213013715> (siehe S. 60).
- Busold, S. (2014). „Construction and characterization of a laser-driven proton beamline at GSI“. Dissertation. Darmstadt: Technische Universität Darmstadt. URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/3932/> (siehe S. 60).
- Busold, S., Philipp, K. u. a. (2014). „Image plate characterization and absolute calibration to low kilo-electron-volt electrons“. In: *Review of Scientific Instruments* 85.11. published (siehe S. 35).
- Ceperley, D. und Gordillo, M. (1997). „Conditions of Superfluidity in Molecular Hydrogen“. In: *Condensed Matter Theories* 12, S. 107–116 (siehe S. 8).
- CERN (2017a). *CERN*. URL: <https://home.cern> (besucht am 28.10.2017) (siehe S. 7, 9).
- (2017b). *The Large Hadron Collider*. URL: <https://home.cern/topics/large-hadron-collider> (besucht am 28.10.2017) (siehe S. 7).
- Chan, M.-C., Song, Y. und Yan, L. (2009). „Near infrared laser spectroscopy of solid parahydrogen: The crystal-field splitting of rovibrational W1(0) transition“. In: *Chemical Physics Letters* 468, S. 166–170. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0009261408015881> (siehe S. 8).
- Cheng, E. (1993). „Wetting transitions of liquid hydrogen films“. In: *Physical Review Letters* 70.12, S. 1854–1857 (siehe S. 8).
- Cockcroft, J. D. und Walton, E. T. S. (1932a). „Experiments with High Velocity Positive Ions. (I) Further Developments in the Method of Obtaining High Velocity Positive Ions“. In: *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathema-*



- tical, *Physical and Engineering Sciences* 136.830, S. 619–630. URL: <http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/136/830/619> (siehe S. 7).
- Cockcroft, J. D. und Walton, E. T. S. (1932b). „Experiments with High Velocity Positive Ions. II. The Disintegration of Elements by High Velocity Protons“. In: *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 137.831, S. 229–242. URL: <http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/137/831/229> (siehe S. 7).
- COMSOL Multiphysics GmbH (2017). *COMSOL*. URL: <http://www.comsol.de> (siehe S. 30, 43, 44).
- Courts, S. S. und Swinehart, P. R. (2003). „Review of Cernox™ (Zirconium Oxy-Nitride) Thin-Film Resistance Temperature Sensors“. In: *AIP Conference Proceedings* 684.1, S. 393–398. URL: <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1627157> (siehe S. 26).
- Daido, H., Nishiuchi, M. und Pirozhkov, A. S. (2012). „Review of laser-driven ion sources and their applications“. In: *Reports on Progress in Physics* 75.5, S. 056401. URL: <http://stacks.iop.org/0034-4885/75/i=5/a=056401> (siehe S. 8).
- Danson, C. N. u. a. (2004). „Vulcan Petawatt—an ultra-high-intensity interaction facility“. In: *Nuclear Fusion* 44.12, S239. URL: <http://stacks.iop.org/0029-5515/44/i=12/a=S15> (siehe S. 70).
- Demtröder, W. (2005a). *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*. 3. Aufl. Springer-Verlag (siehe S. 19).
- (2005b). *Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. 2. Aufl. Springer-Verlag (siehe S. 32).
- (2006a). *Experimentalphysik 1: Mechanik und Wärme*. 4. Aufl. Springer-Verlag (siehe S. 21–23, 25, 27, 29).
- (2006b). *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*. 4. Aufl. Springer-Verlag (siehe S. 9, 13, 31, 34).
- Deutsches Elektronen-Synchrotron (2017). *Deutschlands größtes Beschleunigerzentrum - Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY*. URL: <http://www.desy.de> (besucht am 29. 10. 2017) (siehe S. 9).
- DIN EN 60751:2009-05 (2009). *Industrielle Platin-Widerstandsthermometer und Platin-Temperatur Sensoren (IEC 60751:2008)*. URL: <https://www.beuth.de/de/norm/din-en-60751/115799593> (siehe S. 26).
- Dromey, B. u. a. (2006). „High harmonic generation in the relativistic limit“. In: *Nature physics* 2.7, S. 456–459 (siehe S. 8).
- Dubietis, A., Jonušauskas, G. und Piskarskas, A. (1992). „Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal“. In: *Optics Communications* 88.4-6, S. 437–440 (siehe S. 70).
- Ebert, T. (2014). „Spektroskopie mit Alphateilchen an kryogenen Wasserstoff-Targets“. Bachelor-Thesis. Technische Universität Darmstadt (siehe S. 56, 57, 80–82).
- Eliezer, S. (2002). *The interaction of high-power lasers with plasmas*. 1. Aufl. Boca Raton: CRC Press (siehe S. 7, 9, 13).
- Ellett, A. und Zabel, R. M. (1931). „The Pirani Gauge for the Measurement of Small Changes of Pressure“. In: *Phys. Rev.* 37 (9), S. 1102–1111. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.37.1102> (siehe S. 29).
- Esirkepov, T. u. a. (2004). „Highly Efficient Relativistic-Ion Generation in the Laser-Piston Regime“. In: *Phys. Rev. Lett.* 92 (17), S. 175003. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.175003> (siehe S. 17).
- Facility for Antiproton and Ion Research in Europe GmbH (2017). *FAIR – Facility for Antiproton and Ion Research*. URL: <http://www.fair-center.de> (besucht am 27. 10. 2017) (siehe S. 18).
- Fernández, J. u. a. (2014). „Fast ignition with laser-driven proton and ion beams“. In: *Nuclear Fusion* 54.5, S. 054006. URL: <http://stacks.iop.org/0029-5515/54/i=5/a=054006> (siehe S. 8).
- Fließbach, T. (2007). *Statistische Physik. Lehrbuch zur Theoretischen Physik IV*. 4. Auflage. München: Elsevier GmbH (siehe S. 21).
- Flynn, T. (1997). *Cryogenic engineering*. New York: Marcel Dekker, Inc. (siehe S. 23, 25, 42).
- Fuchs, J. u. a. (2005). „Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase“. In: *Nature Physics* 2, S. 48–54. URL: <http://dx.doi.org/10.1038/nphys199> (siehe S. 8, 34, 89).
- Funk, U. u. a. (2000). „Interaction experiments with intense heavy ion beams using solid state targets“. English. In: *JOURNAL DE PHYSIQUE IV* 10.P5. International Conference on Strongly Coupled Coulomb Systems, ST MALO, FRANCE, SEP 04-10, 1999, 215–218 (siehe S. 8).
- Geddes, C. G. R. u. a. (2004). „High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding“. In: *Nature* 431.7008, S. 538–541. URL: <http://dx.doi.org/10.1038/nature02900> (siehe S. 7).
- Geschwind, S. (2014). „Auswertung radiochromatischer Filme zur Spektrenbestimmung laserbeschleunigter Protonen“. Bachelor-Thesis. Technische Universität Darmstadt (siehe S. 33, 68, 69, 93, 94, 96, 99).
- Gibbon, P. (2004). *Short pulse laser interactions with matter*. World Scientific Publishing Company (siehe S. 7–10).

- GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH (2017a). *Aufbau des Lasersystems PHELIX*. URL: <https://www.gsi.de/work/forschung/appamml/plasmaphysikphelix/phelix.htm> (besucht am 10.10.2017) (siehe S. 18, 58).
- (2017b). *GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH*. URL: <https://www.gsi.de> (besucht am 23.10.2017) (siehe S. 7, 18).
- (2017c). *Plasma Physik Detektoren*. URL: [https://www.gsi.de/work/forschung/appamml/plasmaphysikphelix/plasma\\_physik\\_detektoren/projekte.htm](https://www.gsi.de/work/forschung/appamml/plasmaphysikphelix/plasma_physik_detektoren/projekte.htm) (besucht am 20.10.2017) (siehe S. 19).
- Günther, M. M. u. a. (2013). „NAIS: Nuclear activation-based imaging spectroscopy“. In: *Review of Scientific Instruments* 84.7, S. 073305. URL: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4815826> (siehe S. 36).
- Gwynne, D. u. a. (2014). „Modified Thomson spectrometer design for high energy, multi-species ion sources“. In: *Review of Scientific Instruments* 85.3, 033304. URL: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/rsi/85/3/10.1063/1.4866021> (siehe S. 72).
- Harres, K. (2010). „Strahltransport laserbeschleunigter Ionen“. Dissertation. Technische Universität Darmstadt (siehe S. 33).
- Hatchett, S. P. u. a. (2000). „Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of Petawatt laser pulses with solid targets“. In: *Physics of Plasmas* 7.5, S. 2076–2082. URL: <https://doi.org/10.1063/1.874030> (siehe S. 8, 13, 14).
- Haynes, W. M., Hrsg. (2015). *CRC handbook of chemistry and physics: a ready-reference book of chemical and physical data*. 96. ed. Boca Raton (siehe S. 23).
- Henig, A. u. a. (2009). „Radiation-Pressure Acceleration of Ion Beams Driven by Circularly Polarized Laser Pulses“. In: *Phys. Rev. Lett.* 103 (24), S. 245003. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.103.245003> (siehe S. 15, 17).
- Henkel Corporation (2017). *LOCTITE STYCAST 2850FT*. URL: <http://na.henkel-adhesives.com/product-search-1554.htm?nodeid=8802688008193> (besucht am 24.10.2017) (siehe S. 48).
- Hesse, M. (2014). „Charakterisierung des thermischen Verhaltens eines Aufbaus zur Herstellung kryogener Targets“. Bachelor-Thesis. Technische Universität Darmstadt (siehe S. 26, 48, 51, 52).
- Higgs, P. W. (1964). „Broken symmetries and the masses of gauge bosons“. In: *Physical Review Letters* 13.16, S. 508 (siehe S. 7).
- Hinterberger, F. (2008). *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. 2. Aufl. Springer-Verlag (siehe S. 7).
- Jones, F. C. und Ellison, D. C. (1991). „The plasma physics of shock acceleration“. In: *Space Science Reviews* 58.1, S. 259–346. URL: <https://doi.org/10.1007/BF01206003> (siehe S. 18).
- Jousten, K., Hrsg. (2013). *Wutz Handbuch Vakuumtechnik: mit 124 Tabellen und 102 Beispielen*. 11., überarb. und erw. Aufl. Wiesbaden. URL: <http://d-nb.info/1025196139/04> (siehe S. 23, 24, 27, 29, 30, 46, 48, 49, 75).
- Jung, D. u. a. (2011). „A novel high resolution ion wide angle spectrometer“. In: *Review of Scientific Instruments* 82.4, S. 043301–+ (siehe S. 35).
- Jung, D. (2012). „Ion acceleration from relativistic laser nano-target interaction“. Dissertation. Ludwig-Maximilians-Universität München. URL: <http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:bvb:19-140744> (siehe S. 17, 86, 90, 104).
- Knoll, G. F. (2010). *Radiation detection and measurement*. John Wiley & Sons (siehe S. 32, 33).
- Kraus, D. u. a. (2016). „Nanosecond formation of diamond and lonsdaleite by shock compression of graphite“. In: *Nature communications* 7 (siehe S. 8).
- Kruer, W. L. und Estabrook, K. (1985). „ $J \times B$  heating by very intense laser light“. In: *The Physics of Fluids* 28.1, S. 430–432. URL: <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.865171> (siehe S. 13).
- Krygier, A. G. u. a. (2015). „Selective deuterium ion acceleration using the Vulcan petawatt laser“. In: *Physics of Plasmas* 22.5, S. 053102. URL: <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.4919618> (siehe S. 8).
- Lake Shore Cryotronics, Inc. (2004). *Temperature Measurement and Control Catalog*. Lake Shore Cryotronics, Inc. (siehe S. 26, 51, 52).
- (2012). *Model 336 Temperature Controller*. Lake Shore Cryotronics, Inc. (siehe S. 27, 28, 53).
- (2017). *Cernox*. URL: <https://www.lakeshore.com/products/cryogenic-temperature-sensors/cernox/models/pages/Overview.aspx> (besucht am 20.10.2017) (siehe S. 26, 51, 52).
- Lang, P.-M. (2015). „Aufbau und Test des Protonenmikroskops PRIOR“. Dissertation. Darmstadt: Technische Universität Darmstadt. URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/4310/> (siehe S. 49).
- Leemans, W. P. u. a. (2014). „Multi-GeV Electron Beams from Capillary-Discharge-Guided Subpetawatt Laser Pulses in the Self-Trapping Regime“. In: *Phys. Rev. Lett.* 113 (24), S. 245002. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.245002> (siehe S. 7, 8).

- Lei, H. u. a. (2009). „Preparation and characterization of planar deuterium cryotargets“. In: *Review of Scientific Instruments* 80.3, 033103, S. 033103. URL: <http://link.aip.org/link/?RSI/80/033103/1> (siehe S. 8).
- Los Alamos National Laboratory (2017). *The Warm Dense Matter Regime*. URL: <http://www.lanl.gov/projects/dense-plasma-theory/background/warm-dense-matter.php> (besucht am 25. 10. 2017) (siehe S. 18).
- Lucas, L. L. und Unterwiesing, M. P. (2000). „Comprehensive Review and Critical Evaluation of the Half-Life of Tritium“. In: *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology* 105.4, S. 541–549. URL: <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC4877155/> (siehe S. 20).
- M&I Materials Ltd. (2017). *Apiezon N Grease*. URL: <https://www.apiezon.com/products/vacuum-greases/n-grease> (besucht am 05. 10. 2017) (siehe S. 49).
- Macchi, A. und Benedetti, C. (2010). „Ion acceleration by radiation pressure in thin and thick targets“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 620.1. COULOMB09 Workshop: Ions Acceleration with High Power Lasers: Physics and Applications, S. 41–45. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900210001257> (siehe S. 18).
- Macchi, A., Borghesi, M. und Passoni, M. (2013). „Ion acceleration by superintense laser-plasma interaction“. In: *Rev. Mod. Phys.* 85 (2), S. 751–793. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.85.751> (siehe S. 9, 12, 14).
- Macchi, A., Veghini, S. und Pegoraro, F. (2009). „“Light Sail” Acceleration Reexamined“. In: *Phys. Rev. Lett.* 103 (8), S. 085003. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.103.085003> (siehe S. 18).
- Maiman, T. H. (1960). „Stimulated optical radiation in ruby“. In: *nature* 187.4736, S. 493–494 (siehe S. 9).
- Marquardt, E., Le, J. und Radebaugh, R. (2002). „Cryogenic material properties database“. In: *Cryocoolers 11*. Springer, S. 681–687 (siehe S. 46, 48).
- Mayer-Kuckuk, T. (2002). *Kernphysik. Eine Einführung*. 7. Aufl. Stuttgart/Leipzig/Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag (siehe S. 32).
- McKenna, P. u. a., Hrsg. (2013). *Laser-Plasma Interactions and Applications*. Scottish Graduate Series. Heidelberg: Springer (siehe S. 9, 33).
- McMahon, H. und Gifford, W. (1960). „A new low-temperature gas expansion cycle“. In: *Advances in Cryogenic Engineering*. Springer, S. 354–367 (siehe S. 24).
- Menzel, J. (2010). „Aufbau und Inbetriebnahme einer Kryoanlage zur Targeterzeugung für Experimente mit Hochenergielaser und Schwerionenstrahlen“. Dissertation. Technische Universität Darmstadt (siehe S. 20, 39, 45, 47).
- Mertins, F. (2013). „Charakterisierung von Targets für lasererzeugte Plasmen“. Master-Thesis. Technische Universität Darmstadt (siehe S. 56, 81).
- Mikulin, E. I., Tarasov, A. A. und Shkrebyonock, M. P. (1984). „Low-Temperature Expansion Pulse Tubes“. In: *Advances in Cryogenic Engineering: Volume 29*. Hrsg. von R. W. Fast. Boston, MA: Springer US, S. 629–637. URL: [https://doi.org/10.1007/978-1-4613-9865-3\\_72](https://doi.org/10.1007/978-1-4613-9865-3_72) (siehe S. 25).
- MKS Instruments (2017). *MF1 General Purpose Mass Flow Controller*. URL: <https://www.mksinst.com/product/product.aspx?productID=1372> (besucht am 10. 10. 2017) (siehe S. 53).
- Mulser, P. und Bauer, D. (2010). *High Power Laser-Matter Interaction*. Bd. 238. Springer Science & Business Media (siehe S. 7, 9, 12, 13).
- National Instruments Corporation (2017). *LabVIEW*. URL: <http://www.ni.com/de-de/shop/labview.html> (besucht am 22. 10. 2017) (siehe S. 57).
- Nobel Media AB 2014 (2013). *The Nobel Prize in Physics 2013*. URL: [https://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/2013/](https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2013/) (besucht am 29. 10. 2017) (siehe S. 7).
- Nürnberg, F. u. a. (2009). „Radiochromic film imaging spectroscopy of laser-accelerated proton beams“. In: *Review of Scientific Instruments* 80.3, S. 033301. URL: <https://doi.org/10.1063/1.3086424> (siehe S. 33, 34, 69).
- Nürnberg, F. (2010). „Laser-Accelerated Proton Beams as a New Particle Source“. Dissertation. Darmstadt: Technische Universität Darmstadt. URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/2339/> (siehe S. 33, 69).
- Penning, F. M. (1937). „Ein neues Manometer für niedrige Gasdrücke, insbesondere zwischen  $10^{-3}$  und  $10^{-5}$  mm“. In: *Physica* 4, S. 71–75 (siehe S. 29).
- Perry, M. D. u. a. (1999). „Petawatt laser pulses“. In: *Opt. Lett.* 24.3, S. 160–162. URL: <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-24-3-160> (siehe S. 58, 70).
- Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG (2017). *VT-80 Lineartisch*. URL: <https://www.physikinstrumente.de/de/produkte/linearpositionierer-und-aktoren/positionierer-mit-motor-spindel-antrieb/vt-80-lineartisch-1206300/> (besucht am 14. 10. 2017) (siehe S. 55).

- Precitec Optronik GmbH (2010). *CHROcodile S – Datenblatt*. Precitec Optronik GmbH, Raiffeisenstr. 5, 63110 Rodgau, Germany. URL: <http://www.precitec.de/produkte/optische-messtechnik/chromatisch-konfokale-sensoren/chrocodile-s-se/> (siehe S. 55, 56).
- (2017). *Messverfahren*. URL: <http://www.precitec.de/produkte/optische-messtechnik/so-funktioniert/> (besucht am 23.10.2017) (siehe S. 31, 32).
- Redding, J. L. (1967). „Interstellar Vehicle propelled by Terrestrial Laser Beam“. In: *Nature* 213.5076, S. 588–589. URL: <http://dx.doi.org/10.1038/213588a0> (siehe S. 15).
- Robinson, A. u. a. (2008). „Radiation pressure acceleration of thin foils with circularly polarized laser pulses“. In: *New Journal of Physics* 10, S. 013021 (siehe S. 15, 17).
- ROL-VAC LP (2017). *CRYOGENICS*. URL: <https://www.rolvac.com/cryogenics> (besucht am 27.10.2017) (siehe S. 45).
- Roth, M. u. a. (2013). „Bright Laser-Driven Neutron Source Based on the Relativistic Transparency of Solids“. In: *Phys. Rev. Lett.* 110 (4), S. 044802. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.044802> (siehe S. 8, 70).
- Roth, M. (2011). „The diagnostics of ultra-short pulse laser-produced plasma“. In: *Journal of Instrumentation* 6.09, R09001. URL: <http://stacks.iop.org/1748-0221/6/i=09/a=R09001> (siehe S. 33).
- Rousse, A. u. a. (2004). „Production of a keV X-Ray Beam from Synchrotron Radiation in Relativistic Laser-Plasma Interaction“. In: *Phys. Rev. Lett.* 93 (13), S. 135005. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.93.135005> (siehe S. 8).
- Sahai, A. A. u. a. (2013). „Relativistically induced transparency acceleration of light ions by an ultrashort laser pulse interacting with a heavy-ion-plasma density gradient“. In: *Phys. Rev. E* 88 (4), S. 043105. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.88.043105> (siehe S. 18).
- Schanz, V. (2013). „Untersuchung von laserbeschleunigten Ionen mit einer Thomson-Parabel“. Bachelor-Thesis. Technische Universität Darmstadt (siehe S. 35, 68, 69, 97, 100).
- Schollmeier, M. S. (2009). „Optimization and control of laser-accelerated proton beams“. Dissertation. Darmstadt: Technische Universität Darmstadt. URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/1232/> (siehe S. 14, 33, 34).
- Siegman, A. E. (1986). *Lasers*. Sausalito, Calif.: Univ. Science Books. URL: [http://scans.hebis.de/HEBCGI/show.pl?05455349\\_toc.pdf%20%00935702113](http://scans.hebis.de/HEBCGI/show.pl?05455349_toc.pdf%20%00935702113) (siehe S. 9, 70).
- Sigel, R., Krause, H. und Witkowski, S. (1969). „Production of thin solid-hydrogen foils for use as targets in high vacuum“. In: *J. Phys., E* 2, S. 187–190 (siehe S. 8, 39).
- Snavely, R. A. u. a. (2000). „Intense High-Energy Proton Beams from Petawatt-Laser Irradiation of Solids“. In: *Phys. Rev. Lett.* 85 (14), S. 2945–2948. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.85.2945> (siehe S. 8, 13, 14).
- Souers, P. C. (1986). *Hydrogen Properties for Fusion Energy*. University of California Press (siehe S. 8, 20, 23, 42, 55, 76, 78, 80).
- Spectron Gas Control Systems GmbH (2013). *Spectromol - Produktmerkmale*. URL: [http://www.spectron.de/spectron\\_de/de/produkte/spectromol/index.php?navanchor=1710012](http://www.spectron.de/spectron_de/de/produkte/spectromol/index.php?navanchor=1710012) (besucht am 20.10.2017) (siehe S. 45).
- Stöcker, H., Hrsg. (2005). *Taschenbuch der Physik: Formeln, Tabellen, Übersichten*. Nachdr. der 5., korrigierte Aufl. Frankfurt am Main: Verlag Harri Deutsch (siehe S. 10, 32, 42, 49, 74).
- Strickland, D. und Mourou, G. (1985). „Compression of amplified chirped optical pulses“. In: *Optics Communications* 55.6, S. 447–449. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0030401885901518> (siehe S. 10, 58).
- Stroth, U. (2011). *Plasmaphysik: Phänomene, Grundlagen, Anwendungen*. Springer-Verlag (siehe S. 9, 10).
- Stuart, B. C. u. a. (1996). „Optical ablation by high-power short-pulse lasers“. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 13.2, S. 459–468. URL: <http://josab.osa.org/abstract.cfm?URI=josab-13-2-459> (siehe S. 89).
- Sumitomo Heavy Industries, Ltd. (2003a). *CSW-71D Compressor Unit*. Sumitomo Heavy Industries, Ltd. (siehe S. 41).
- (2003b). *RDK-415D 4K Cold Head*. Sumitomo Heavy Industries, Ltd. (siehe S. 24, 41).
- (2017a). *RDK-415D 4K Cryocooler Series*. URL: <http://www.shicryogenics.com/products/4k-cryocoolers/rdk-415d-4k-cryocooler-series/> (besucht am 23.10.2017) (siehe S. 41).
- (2017b). *RP-082B2 4K Pulse Tube Cryocooler Series*. URL: <http://www.shicryogenics.com/products/pulse-tube-cryocoolers/rp-082b2-4k-pulse-tube-cryocooler-series/> (besucht am 23.10.2017) (siehe S. 71).
- Swagelok Company (2017). *Products*. URL: <https://www.swagelok.com/en/product> (besucht am 30.09.2017) (siehe S. 46).



- Tahir, N. u. a. (2006). „Studies of equation of state properties of high-energy density matter using intense heavy ion beams at the future FAIR facility: The HEDgeHOB collaboration“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 245.1, Swift Heavy Ions in Matter, S. 85–93. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X05020148> (siehe S. 18, 19).
- Tajima, T. und Dawson, J. M. (1979). „Laser Electron Accelerator“. In: *Physical Review Letters* 43.4, S. 267–270 (siehe S. 7).
- Tanaka, K. u. a. (1995). „Cryogenic deuterium target experiments with the GEKKO XII, green laser system“. In: *Physics of Plasmas* 2, S. 2495 (siehe S. 8).
- Tebartz, A. (2011). „Entwicklung eines Hitzeschildes für kryogene Wasserstofftargets“. Bachelor-Thesis. Technische Universität Darmstadt (siehe S. 30, 43, 44).
- (2014). „Entwicklung von dünnen Polymerfolien zur Laser-Ionenbeschleunigung an PHELIX“. Master-Thesis. Technische Universität Darmstadt (siehe S. 63, 86, 90).
- Tebartz, A. u. a. (2017). „Creation and characterization of free-standing cryogenic targets for laser-driven ion acceleration“. In: *Review of Scientific Instruments* 88.9, S. 093512. URL: <https://doi.org/10.1063/1.5001487> (siehe S. 8).
- Thomson, J. J. (1911). „XXVI. Rays of positive electricity“. In: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 21.122, S. 225–249 (siehe S. 35).
- Träger, F. (2012). *Springer Handbook of Lasers and Optics*. Springer Science & Business Media (siehe S. 9).
- UHU GmbH & Co KG (2017). *UHU plus schnellfest 2-K-Epoxidharzkleber*. URL: <http://www.uhu.com/produkte/2-komponenten-klebstoffe/detail/uhu-plus-schnellfest2-k-epoxidharzkleber.html?chHash=4991be4bff8461631f0f903c2a966e73&step=21> (besucht am 24. 10. 2017) (siehe S. 48).
- Umstadter, D. u. a. (1996). „Nonlinear optics in relativistic plasmas and laser wake field acceleration of electrons“. In: *Science*, S. 472–475 (siehe S. 13).
- Van de Graaff, R. J., Compton, K. T. und Van Atta, L. C. (1933). „The Electrostatic Production of High Voltage for Nuclear Investigations“. In: *Phys. Rev.* 43 (3), S. 149–157. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.43.149> (siehe S. 7).
- Waele, A. de (2011). „Basic Operation of Cryocoolers and Related Thermal Machines“. English. In: *Journal of Low Temperature Physics* 164.5-6, S. 179–236. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/s10909-011-0373-x> (siehe S. 24, 25).
- Wagner, F., Bedacht, S. u. a. (2015). „Simultaneous observation of angularly separated laser-driven proton beams accelerated via two different mechanisms“. In: *Physics of Plasmas* 22.6, S. 063110. URL: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4922661> (siehe S. 57, 58, 83).
- Wagner, F., Deppert, O. u. a. (2016). „Maximum Proton Energy above 85 MeV from the Relativistic Interaction of Laser Pulses with Micrometer Thick CH<sub>2</sub> Targets“. In: *Phys. Rev. Lett.* 116 (20), S. 205002. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.205002> (siehe S. 109).
- Wagner, F., João, C. u. a. (2013). „Temporal contrast control at the PHELIX petawatt laser facility by means of tunable sub-picosecond optical parametric amplification“. English. In: *Applied Physics B*, S. 1–7. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/s00340-013-5714-9> (siehe S. 59, 83).
- Wagner, F. (2014). „Kontrolle des zeitlichen Kontrastes am Lasersystem PHELIX“. Dissertation. Darmstadt: Technische Universität Darmstadt. URL: <http://tuprints.ulb-tu-darmstadt.de/4281/> (siehe S. 14, 16, 57, 59, 66, 83, 85, 86, 88, 89).
- Weber, R., Balmer, J. E. und Ladrach, P. (1986). „Thomson parabola time-of-flight ion spectrometer“. In: *Review of Scientific Instruments* 57.7, S. 1251–1253. URL: <https://doi.org/10.1063/1.1138637> (siehe S. 35).
- Wilks, S. C. u. a. (2001). „Energetic proton generation in ultra-intense laser–solid interactions“. In: *Physics of Plasmas* 8.2, S. 542–549. URL: <https://doi.org/10.1063/1.1333697> (siehe S. 8, 13, 14).
- Wolfram Research, Inc. (2017). *Mathematica, Version 11.2*. Champaign, IL, 2017. URL: <https://www.wolfram.com/mathematica/> (siehe S. 30).
- Yanovsky, V. u. a. (2008). „Ultra-high intensity- 300-TW laser at 0.1 Hz repetition rate.“ In: *Opt. Express* 16.3, S. 2109–2114. URL: <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-16-3-2109> (siehe S. 7, 9).
- Yin, L., Albright, B. J., Bowers, K. J. u. a. (2011). „Three-Dimensional Dynamics of Breakout Afterburner Ion Acceleration Using High-Contrast Short-Pulse Laser and Nanoscale Targets“. In: *Phys. Rev. Lett.* 107.4, S. 045003 (siehe S. 15, 16).
- Yin, L., Albright, B. J., Hegelich, B. M., Bowers, K. J. u. a. (2007). „Monoenergetic and GeV ion acceleration from the laser breakout afterburner using ultrathin targets“. English. In: *PHYSICS OF PLASMAS* 14.5, S. 056706 (siehe S. 13, 16).



- 
- Yin, L., Albright, B. J., Hegelich, B. M. und Fernández, J. C. (2006). „GeV laser ion acceleration from ultrathin targets: The laser break-out afterburner“. English. In: *LASER AND PARTICLE BEAMS* 24.2, 291–298 (siehe S. 13, 15, 16).
- Yin, L., Albright, B. J., Jung, D. u. a. (2011). „Break-out afterburner ion acceleration in the longer laser pulse length regime“. In: *Physics of Plasmas* 18.6, 063103, S. 063103. URL: <http://link.aip.org/link/?PHP/18/063103/1> (siehe S. 16).
- Yin, L. (2010). *PIC-Simulation*. private Kommunikation mit Markus Roth (siehe S. 16, 17).
- Zhang, H. u. a. (2017). „Collisionless Shock Acceleration of High-Flux Quasimonoenergetic Proton Beams Driven by Circularly Polarized Laser Pulses“. In: *Phys. Rev. Lett.* 119 (16), S. 164801. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.119.164801> (siehe S. 18).
- Ziegler, J. F., Ziegler, M. D. und Biersack, J. P. (2010). „SRIM - The stopping and range of ions in matter (2010)“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 268, S. 1818–1823 (siehe S. 34).



---

## A Berechnungen

---

# Kryogene Targets

Stefan Bedacht

Stand: 04.11.2013

---

## Notebook Setup

```
SetDirectory[NotebookDirectory[]];  
(*CreateDirectory["Abbildungen"];*)  
  
ClearAll["Global`*"]  
Needs["Units`"]  
Needs["PhysicalConstants`"]  
  
SetOptions[Manipulator, Appearance → "Labeled"];  
SetOptions[ListLinePlot, PlotMarkers → Automatic];
```

---

## Daten

### Konstanten

```
NA = AvogadroConstant;  
kB = BoltzmannConstant;  
R = MolarGasConstant;
```

## Physikalische und chemische Eigenschaften

```

WolframAlpha["Periodic Table", "Result"]

```

H																	He	
Li	Be									B	C	N	O	F	Ne			
Na	Mg									Al	Si	P	S	Cl	Ar			
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe	
Cs	Ba			Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn
Fr	Ra			Rf	Db	Sg	Bh	Hs	Mt	Ds	Rg	Cn	Uut	Uuq	Uup	Uuh	Uus	Uuo
		La	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu		
		Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr		

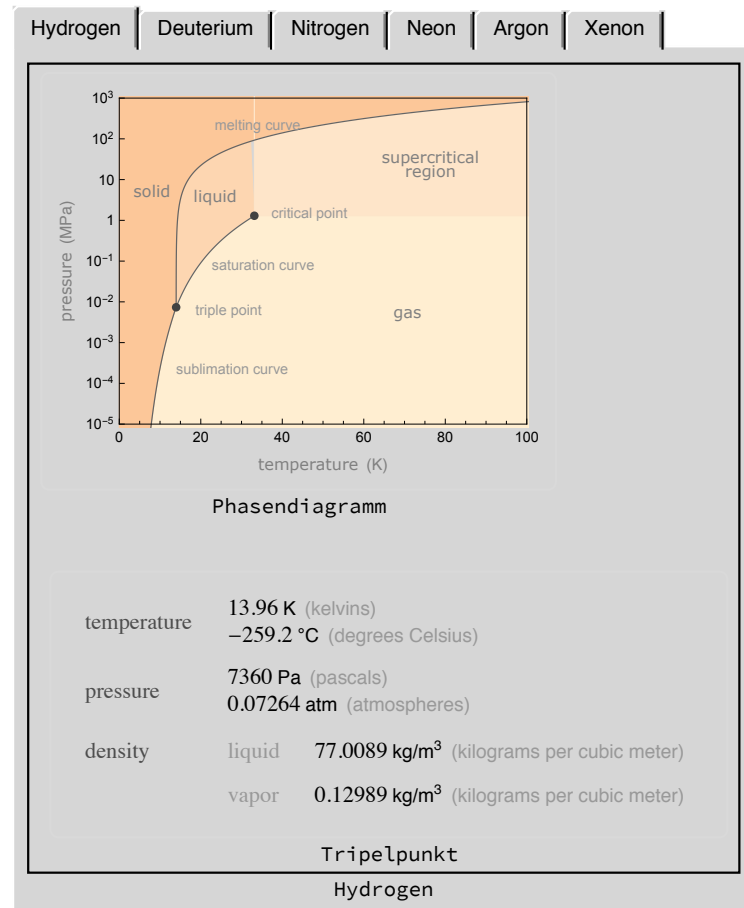
```
targetmaterial = {"Hydrogen", "Deuterium", "Nitrogen", "Neon", "Argon", "Xenon"};
Select[ChemicalData[],
  StringMatchQ[#, ___ ~~ targetmaterial, IgnoreCase -> True] &] // Sort // TableForm
Argon
LiquidArgon
LiquidHydrogen
LiquidNeon
LiquidNitrogen
LiquidXenon
MolecularDeuterium
MolecularHydrogen
MolecularNitrogen
Neon
Xenon
```

## Phasendiagramme

```
GetPhaseDiagram[x_] := Labeled[
  Row[{
    Labeled[
      WolframAlpha["Phase Diagram of "<x>, "Result"], "Phasendiagramm",
      Labeled[WolframAlpha["Triple Point of "<x>, "Result"], "Tripelpunkt"]
    ],
    ToString[x],
    Frame -> True
  ]
];
```



```
TabView[
  (# → GetPhaseDiagram[#]) & /@targetmaterial
]
```



### Tripelpunkt

tripelpunktH2 = 13.96 Kelvin;

tripelpunktD2 = 18.71 Kelvin;

### Isentropenexponent

```
kappaH2 = ElementData["Hydrogen", "AdiabaticIndex"];
```

```
kappaD2 = kappaH2;
```

```
ElementData["Hydrogen", "AdiabaticIndex", "Units"]
```

```
Missing[NotApplicable]
```

## Van-der-Waals-Konstanten

```
vdwaH2 = ChemicalData["Hydrogen", "VanDerWaalsConstants"][[1]] *  $\frac{\text{Bar} * \text{Liter}^2}{\text{Mole}^2}$ ;
vdwbH2 = ChemicalData["Hydrogen", "VanDerWaalsConstants"][[2]] *  $\frac{\text{Liter}}{\text{Mole}}$ ;
```

## Gewicht

```
MolWeight[x_] := ChemicalData[ToString[x], "MolecularWeight"] *
  ChemicalData[ToString[x], "MolecularWeight", "Units"];

MH2 = MolWeight[MolecularHydrogen];
MLH2 = MolWeight[LiquidHydrogen];
MD2 = MolWeight[Deuterium];
MN2 = MolWeight[MolecularNitrogen];
MLN2 = MolWeight[LiquidNitrogen];
MAu = MolWeight[Gold];
ChemicalData["MolecularHydrogen", "MolecularWeight", "Units"]
GramsPerMole
```

## Molares Volumen

```
MolVolume[x_] := ChemicalData[ToString[x], "MolarVolume"] *
  ChemicalData[ToString[x], "MolarVolume", "Units"];

molvolH2 = MolVolume[MolecularHydrogen];
molvolLH2 = MolVolume[LiquidHydrogen];
molvolD2 = MolVolume[Deuterium];
molvolAu = MolVolume[Gold];

ChemicalData["MolecularHydrogen", "MolarVolume", "Units"]
CubicMetersPerMole

nach P. Souers, "Hydrogen Properties for Fusion Energy":

molvolLH2Souers =
  26.18*^-6 * ChemicalData["MolecularHydrogen", "MolarVolume", "Units"];
molvolLD2 = 23.19*^-6 * ChemicalData["Deuterium", "MolarVolume", "Units"];
molvolSH2 =
  23.312*^-6 * ChemicalData["MolecularHydrogen", "MolarVolume", "Units"];
molvolSD2 = 20.44*^-6 * ChemicalData["Deuterium", "MolarVolume", "Units"];
```

## Molare Dichte

$$\begin{aligned}\text{moldichteLH2} &= \frac{1}{\text{molvolLH2}}; \\ \text{moldichteLD2} &= \frac{1}{\text{molvolLD2}}; \\ \text{moldichteSH2} &= \frac{1}{\text{molvolSH2}}; \\ \text{moldichteSD2} &= \frac{1}{\text{molvolSD2}};\end{aligned}$$

## Dichte

```
Density[x_] := ChemicalData[ToString[x], "Density"] *
  ChemicalData[ToString[x], "Density", "Units"];

dichteH2 = Density[MolecularHydrogen];
dichteLH2 = Density[LiquidHydrogen];
dichteSH2 = moldichteSH2 * MH2;
dichteD2 = Density[Deuterium];
dichteLD2 = moldichteLD2 * MD2;
dichteSD2 = moldichteSD2 * MD2;
dichteAu = Density[Gold];

ChemicalData["MolecularHydrogen", "Density", "Units"]
KilogramsPerCubicMeter

dichteH2test = MH2 / (ChemicalData["MolecularHydrogen", "MolarVolume"] *
  ChemicalData["MolecularHydrogen", "MolarVolume", "Units"]) == dichteH2
89.9 GramsPerMole == 0.0899 KilogramsPerCubicMeter
CubicMetersPerMole
```

## Viskosität

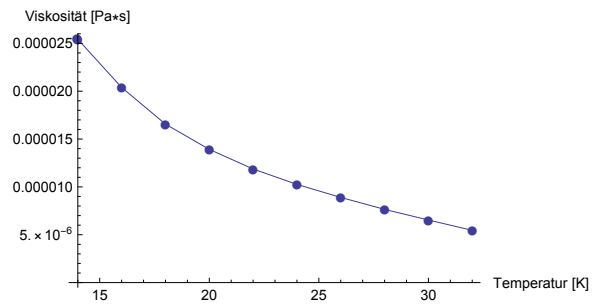
nach P. Souers, "Hydrogen Properties for Fusion Energy", S. 63, Table 5.3

```
viskositaetLH2 = {
  {tripelpunktH2, 2.553*^-5 Pascal Second},
  {14 Kelvin, 2.543*^-5 Pascal Second},
  {16 Kelvin, 2.039*^-5 Pascal Second},
  {18 Kelvin, 1.656*^-5 Pascal Second},
  {20 Kelvin, 1.392*^-5 Pascal Second},
  {22 Kelvin, 1.187*^-5 Pascal Second},
  {24 Kelvin, 1.026*^-5 Pascal Second},
  {26 Kelvin, 0.890*^-5 Pascal Second},
  {28 Kelvin, 0.765*^-5 Pascal Second},
  {30 Kelvin, 0.654*^-5 Pascal Second},
  {32 Kelvin, 0.546*^-5 Pascal Second}
};
viskositaetH2tripelpunkt = viskositaetLH2[[1, 2]];

viskositaetLD2 = {
  {tripelpunktD2, 2.553*^-5 Pascal Second},
  {20 Kelvin, 3.91*^-5 Pascal Second},
  {22 Kelvin, 3.31*^-5 Pascal Second},
  {24 Kelvin, 2.88*^-5 Pascal Second},
  {26 Kelvin, 2.55*^-5 Pascal Second},
  {28 Kelvin, 2.30*^-5 Pascal Second},
  {30 Kelvin, 2.08*^-5 Pascal Second},
  {32 Kelvin, 1.79*^-5 Pascal Second},
  {34 Kelvin, 1.58*^-5 Pascal Second},
  {36 Kelvin, 1.38*^-5 Pascal Second}
};
viskositaetD2tripelpunkt = viskositaetLD2[[1, 2]];

ViskositaetPlot[listdata__] := ListLinePlot[
  Table[
    {listdata[[i, 1, 1]], listdata[[i, 2, 1]]},
    {i, 1, Length[listdata]}
  ],
  AxesLabel → {"Temperatur [K]", "Viskosität [Pa*s]"}
]
```

ViskositäetPlot[viskositäetLH2]



```
viskositäetH2 = ChemicalData["MolecularHydrogen", "Viscosity"] *
  ChemicalData["MolecularHydrogen", "Viscosity", "Units"];
viskositäetH2O = ChemicalData["Water", "Viscosity"] *
  ChemicalData["Water", "Viscosity", "Units"];
```

## Zusammenfassung

```
ChemProperties[x_] := ChemicalData[ToString[x], "Properties"];
datenH2 = ChemProperties[MolecularHydrogen];
datenLH2 = ChemProperties[LiquidHydrogen];
datenD2 = ChemProperties[Deuterium];
datenAu = ChemProperties[Gold];
```



```
tabelle = {  
  {  
    MH2,  
    molvolH2,  
    molvolLH2,  
    molvolSH2,  
    dichteH2,  
    dichteLH2,  
    dichteSH2  
  },  
  {  
    MD2,  
    molvolD2,  
    molvolLD2,  
    molvolSD2,  
    dichteD2,  
    dichteLD2,  
    dichteSD2  
  },  
  {  
    MAu,  
    "-",  
    "-",  
    molvolAu,  
    "-",  
    "-",  
    dichteAu  
  }  
};
```

```
TableForm[
  tabelle,
  TableHeadings → {
    {
      "Wasserstoff",
      "Deuterium",
      "Gold"
    },
    {
      "molares Gewicht",
      "molares Volumen (gasförmig)",
      "molares Volumen (flüssig)",
      "molares Volumen (fest)",
      "Dichte (gasförmig)",
      "Dichte (flüssig)",
      "Dichte (fest)"
    }
  }
]
```

	molares Gewicht	molares Volumen (gasförmig)	molare
Wasserstoff	2.01588 GramsPerMole	0.0224 CubicMetersPerMole	0.0000
Deuterium	4.02820355570 GramsPerMole	0.0246 CubicMetersPerMole	0.0000
Gold	196.96655 GramsPerMole	–	–

## Formeln

### Ideale Gasgleichung

Gasgleichung[p\_, V\_, Ni\_, T\_] = p \* V == Ni \* kB \* T;

(\*

p: Druck [Pascal]

V: Volumen [Meter^3]

Ni: Teilchenzahl

k: Boltzmannkonstante

T: Temperatur [Kelvin]

\*)

pGasgleichung[V\_, Ni\_, T\_] =  $\frac{Ni * kB * T}{V}$ ;

## Van-der-Waals-Gleichung

$$\text{VanDerWaals}[p_, V_, n_, T_, a_, b_] = p == \frac{R * T}{\frac{V}{n} - b} - \frac{a}{\left(\frac{V}{n}\right)^2};$$

(\*

p: Druck [Pascal]

V: Volumen [Meter^3]

n: Stoffmenge

R: Gaskonstante

T: Temperatur [Kelvin]

\*)

$$\text{pVanDerWaals}[V_, n_, T_, a_, b_] = \frac{R * T}{\frac{V}{n} - b} - \frac{a}{\left(\frac{V}{n}\right)^2};$$

## Mittlere Molekültemperatur nach P. Souers, "Hydrogen Properties for Fusion Energy", S. 37, (3.15)

$$\text{Tmittel}[\text{Thot}_-, \text{Tcold}_-] = \frac{\text{Thot} * \text{Tcold}}{\text{Thot} - \text{Tcold}} * \text{Log}\left[\frac{\text{Thot}}{\text{Tcold}}\right];$$

(\*

Thot: hohe Temperatur

Tcold: niedrige Temperatur

\*)

## Mittlere Molekülgeschwindigkeit nach P. Souers, "Hydrogen Properties for Fusion Energy", S. 34, (3.11)

$$\text{Vmittel}[\text{Thot}_-, \text{Tcold}_-, M_-] = \sqrt{\frac{8 * R * \text{Tmittel}[\text{Thot}, \text{Tcold}]}{\pi * M}};$$

(\*

R: Gaskonstante

Thot: hohe Temperatur

Tcold: niedrige Temperatur

M: Molares Gewicht in kg/mol

\*)

(\*

Strömung kinetisch für  $a/\lambda = 100$ , molekular für  $a/\lambda < 0.01$

\*)

### Molekulare vs. kinetische Strömung nach P. Souers, "Hydrogen Properties for Fusion Energy", S. 36, (3.13)

```

AzuLambda[a_, P_, Thot_, Tcold_] = 1.6*^4 *  $\frac{a * P}{T_{\text{mittel}}[Thot, Tcold]}$ ;

(*
a: Rohrradius
P: Druck in Pascal
T: Temperatur
*)

(*
Strömung kinetisch für a/lambda = 100, molekular für a/lambda < 0.01
*)

```

### Kinetische Gasströmung durch ein Rohr nach P. Souers, "Hydrogen Properties for Fusion Energy", S. 36, (3.14)

```

DnuDtkin[delta_, Thot_, Tcold_, a_, eta_, L_, Phi_, Plo_] =
 $\frac{\text{delta}}{R * T_{\text{mittel}}[Thot, Tcold]} * \frac{\pi * a^4}{8 * \eta * L} * \left( \frac{\text{Phi} + \text{Plo}}{2} \right) * (\text{Phi} - \text{Plo});$ 

(*
a: Rohrradius
L: Rohrlänge
eta: Viskosität des Gases
delta: Korrekturfaktor
Phi: hoher Druckwert in Pascal
Plo: niedriger Druckwert Pascal
*)

```

### Molekulare Gasströmung durch ein Rohr nach P. Souers, "Hydrogen Properties for Fusion Energy", S. 38, (3.18)

```

DnuDtmol[a_, L_, M_, Thot_, Tcold_, Phi_, Plo_] =
 $\frac{\pi * a^2 * V_{\text{mittel}}[Thot, Tcold, M]}{4 * R} * \left( \frac{\text{Phi}}{\text{Thot}} - \frac{\text{Plo}}{\text{Tcold}} \right) * \left( \frac{1}{1 + \frac{3 * L}{8 * a}} \right);$ 

(*
a: Rohrradius
L: Rohrlänge
M: Molares Gewicht in kg/mol
Thot: hohe Temperatur
Tcold: niedrige Temperatur
Phi: hoher Druckwert in Pascal
Plo: niedriger Druckwert Pascal
*)

```

## Targetvolumen

### fester Zustand

```
Volumenfest[r_, d_] =  $\pi * r^2 * d$ ;
(*
r: Radius
d: Dicke
*)
```

### Umrechnungsfaktoren für Wasserstoff

```
umrechnungH2 = TableForm[
  KroneckerProduct[
    {
      molvolH2,
      molvolLH2,
      molvolSH2
    },
    {
      1/molvolH2,
      1/molvolLH2,
      1/molvolSH2
    }
  ],
  TableHeadings -> {
    {
      "Gas",
      "flüssig",
      "fest"
    },
    {
      "Gas",
      "flüssig",
      "fest"
    }
  }
]



|         | Gas        | flüssig  | fest    |
|---------|------------|----------|---------|
| Gas     | 1.00       | 787.542  | 961.89  |
| flüssig | 0.00126977 | 1.       | 1.22138 |
| fest    | 0.00103962 | 0.818744 | 1.      |



umrechnungH2[[1, 3, 1]]
0.00103962
```



## Umrechnungsfaktoren für Deuterium

```
TableForm[
  KroneckerProduct[
    {
      molvolD2,
      molvolLD2,
      molvolSD2
    },
    {
      1/molvolD2,
      1/molvolLD2,
      1/molvolSD2
    }
  ],
  TableHeadings → {
    {
      "Gas",
      "flüssig",
      "fest"
    },
    {
      "Gas",
      "flüssig",
      "fest"
    }
  }
]
```

	Gas	flüssig	fest
Gas	1.00	1059.17	1201.67
flüssig	0.000944133	1.	1.13454
fest	0.000832172	0.881414	1.

## Targetmasse

```
Masse[volumen_, dichte_] = volumen * dichte;
(*
vol: Volumen
rho: Dichte
*)
```

## Molekülanzahl

```
Anzahl[masse_, mmol_] =  $\frac{\text{masse}}{\text{mmol}} * \text{NA}$ ;
(*
masse: Masse
mmol: molekulare Masse
NA: Avogadrokonstante
*)
```

## Standardkubikzentimeter

```
SCCM[anzahl_] =  $\frac{\text{anzahl}}{\text{NSCCM}}$ ;
(*
anzahl: Anzahl an Teilchen
NSCCM: Anzahl an Teilchen in einem Standardkubikzentimeter
*)
```

## Leitungsvolumen

```
Zylindervolumen[laenge_, radius_] = laenge * radius^2 *  $\pi$ ;
Wuerfelvolumen[laenge_] = laenge^3;
(*Gesamtvolumen[volumina__]=Total[{volumina}, Method->CompensatedSummation];*)
```

## Spiraleneigenschaften

```
Helixsteigung[r_, h_] =  $\frac{h}{2 * \pi * r}$ ;
Helixwinkel[r_, h_] = ArcTan[Helixsteigung[r, h]];
Helixlaenge[r_, h_, t_] = 2 *  $\pi$  * r * Sqrt[1 + Helixsteigung[r, h]^2] * t;
Helix[r_, h_, t_] = {r * Cos[t], r * Sin[t], t * Helixsteigung[r, h]};
```

---

## Parameter

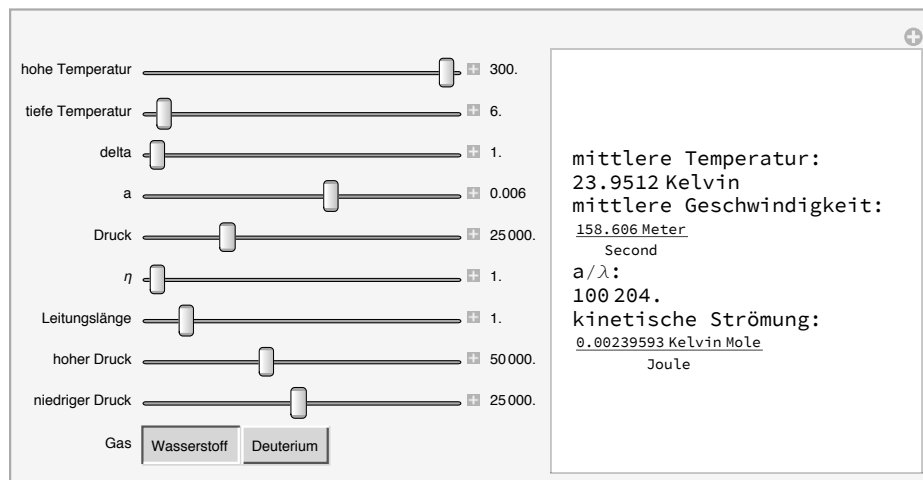
### Standardkubikzentimeter (sccm)

```
VSCCM = SI[1 (Centi Meter)^3];
pSCCM = SI[1 Atmosphere];
TSCCM = ConvertTemperature[0, Celsius, Kelvin];
NSCCM = Solve[Gasgleichung[pSCCM, VSCCM, Ni, TSCCM], Ni][[1, 1, 2, 1]];
```

## Berechnungen

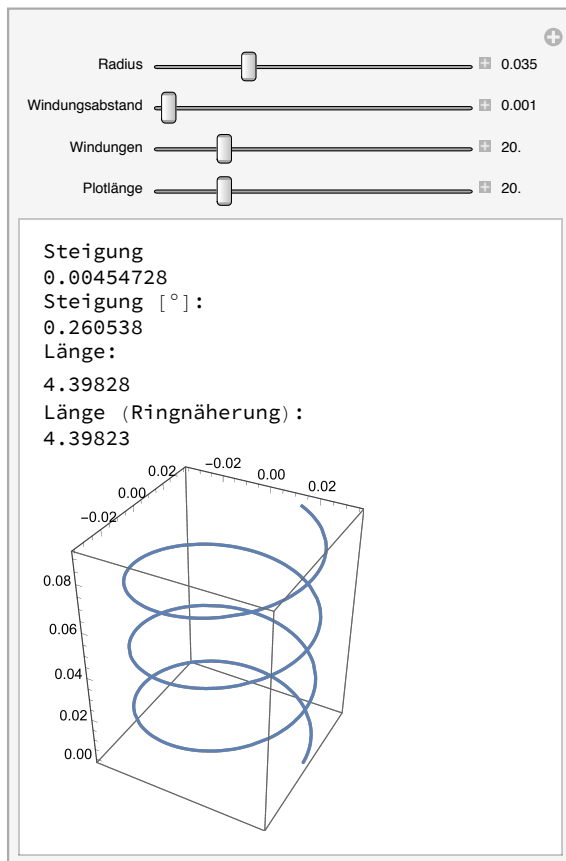
### Strömungseigenschaften

```
Manipulate[
  Column[{
    "mittlere Temperatur: ", Tmittel[Thot, Tcold] * Kelvin,
    "mittlere Geschwindigkeit: ",
    Vmittel[Thot, Tcold, M][[1]] * 10  $\frac{\text{Meter}}{\text{Second}}$ ,
    "a/ $\lambda$ : ", AzuLambda[a, P, Thot, Tcold],
    "kinetische Strömung: ",
    DnuDtkin[delta, Thot, Tcold, a, eta, L, Phi, Plo]
  }],
  {{Thot, 300, "hohe Temperatur"}, 5, 300}, (*Kelvin*)
  {{Tcold, 6, "tiefe Temperatur"}, 4, 100}, (*Kelvin*)
  {delta, 1, 2},
  {{a, 6*10-3, 1*10-6, 10*10-3}, (*Meter*)
  {{P, 25000, "Druck"}, 1000, 100000}, (*Pascal*)
  {{eta, 1, "η"}, 1, 2},
  {{L, 1, "Leitungslänge"}, 1*10-2, 10}, (*Meter*)
  {{Phi, 50000, "hoher Druck"}, 20000, 100000}, (*Pascal*)
  {{Plo, 25000, "niedriger Druck"}, 1000, 50000}, (*Pascal*)
  {{M, MH2, "Gas"}, {MH2 → "Wasserstoff", MD2 → "Deuterium"}}
] // N
```



## Spiralengeometrie

```
Manipulate[
  Column[{
    "Steigung", Helixsteigung[r, h],
    "Steigung [°]:" , Helixwinkel[r, h] / Degree,
    "Länge:", Helixlaenge[r, h, t],
    "Länge (Ringnäherung):",  $2 * \pi * r * t$ ,
    ParametricPlot3D[Helix[r, h, t], {t, 0, tmax}, ImageSize -> 200]
  ]],
  {{r, 3.5*10^-2, "Radius"}, 1*10^-2, 10*10^-2, 1*10^-2} (*Meter*),
  {{h, 1*10^-3, "Windungsabstand"}, 1*10^-3, 1*10^-1, 0.5*10^-2} (*Meter*),
  {{t, 20, "Windungen"}, 1, 100, 1} (*Anzahl*),
  {{tmax, 20, "Plotlänge"}, 1, 100, 1} (*Anzahl*)
] // N
```

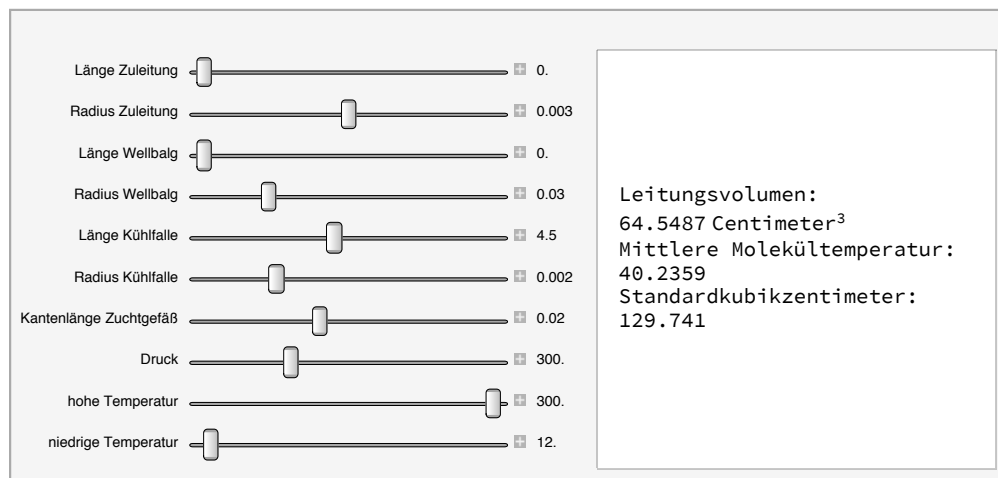


## Leitungsvolumen

```

Manipulate[
  Column[{
    "Leitungsvolumen: ",
    CGS[
      lvol = Total[{
        Zylindervolumen[L1, R1] (*Zuleitung*),
        Zylindervolumen[L2, R2] (*Wellbalg*),
        Zylindervolumen[L3, R3] (*Kupferspirale*),
        Wuerfelvolumen[L4] (*Zuchtgefäß*)
      }] * Meter^3
    ],
    "Mittlere Molekültemperatur: ",
    Tmittel[Thot, Tcold],
    "Standardkubikzentimeter: ",
    Solve[
      Gasgleichung[
        SI[p * Milli Bar],
        lvol,
        Ni,
        Tmittel[Thot, Tcold]],
      Ni
    ] [[1, 1, 2, 1]] / NSCCM
  ]],
  {{L1, 0, "Länge Zuleitung"}, 0, 5, 0.5} (*Meter*),
  {{R1, 3*^-3, "Radius Zuleitung"}, 1*^-3, 5*^-3, 1*^-3} (*Meter*),
  {{L2, 0, "Länge Wellbalg"}, 0, 5, 0.5} (*Meter*),
  {{R2, 3*^-2, "Radius Wellbalg"}, 1*^-2, 10*^-2, 0.5*^-2} (*Meter*),
  {{L3, 4.5, "Länge Kühlfalle"}, 0, 10, 0.5} (*Meter*),
  {{R3, 2*^-3, "Radius Kühlfalle"}, 1*^-3, 5*^-3, 1*^-3} (*Meter*),
  {{L4, 2*^-2, "Kantenlänge Zuchtgefäß"}, 0, 5*^-2, 0.5*^-3} (*Meter*),
  {{p, 300, "Druck"}, 1, 1000, 1} (*Millibar*),
  {{Thot, 300, "hohe Temperatur"}, 5, 300, 1} (*Kelvin*),
  {{Tcold, 12, "niedrige Temperatur"}, 5, 300, 1} (*Kelvin*)
] // N

```





## Targeteigenschaften

```
Manipulate[
  Column[{
    "fest: ", CGS[Volumenfest[r, d] * Meter^3],
    "flüssig: ", CGS[Volumenfest[r, d] * Meter^3 *  $\frac{\text{molvolLH2}}{\text{molvolSH2}}$ ],
    "gasförmig: ", CGS[Volumenfest[r, d] * Meter^3 *  $\frac{\text{molvolLH2}}{\text{molvolSH2}}$ ],
    "Masse: ", SI[Masse[Volumenfest[r, d], rho]] [[1]] * Gram,
    "Molekülanzahl: ", Anzahl[Masse[Volumenfest[r, d], rho], mmol] [[1]],
    "SCCM: ", SCCM[Anzahl[Masse[Volumenfest[r, d], rho], mmol] [[1]]
  ]],
  {{r, 250*^-6, "Radius"}, 25*^-6, 2500*^-6}, (*Meter*)
  {{d, 10*^-6, "Dicke"}, 1*^-6, 1000*^-6}, (*Meter*)
  {{rho, dichteSH2, "Dichte"},
   {dichteSH2 → "Wasserstoff", dichteSD2 → "Deuterium"}},
  {{mmol, MH2, "Molares Gewicht"}, {MH2 → "Wasserstoff", MD2 → "Deuterium"}}
] // N
```

Radius: 0.00025

Dicke: 0.00001

Dichte: Wasserstoff Deuterium

Molares Gewicht: Wasserstoff Deuterium

```
fest:
1.9635 × 10-6 Centimeter3
flüssig:
Centimeter3 ( 2.39818 × 10-6 m3/mol )
gasförmig:
Centimeter3 ( 0.00188867 m3/mol )
Masse:
1.69791 × 10-7 Gram
Molekülanzahl:
5.07226 × 1016
SCCM:
0.00188786
```

---

## B Technische Zeichnungen

---

VON EINEM AUTODESK-SCHULUNGSPRODUKT ERSTELLT

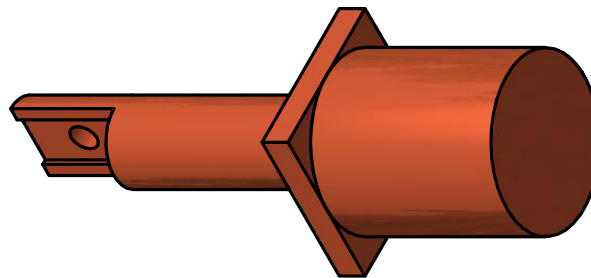
Stefan Bedacht

Raum 220 bzw. Targetlabor  
Tel. 3313/2628

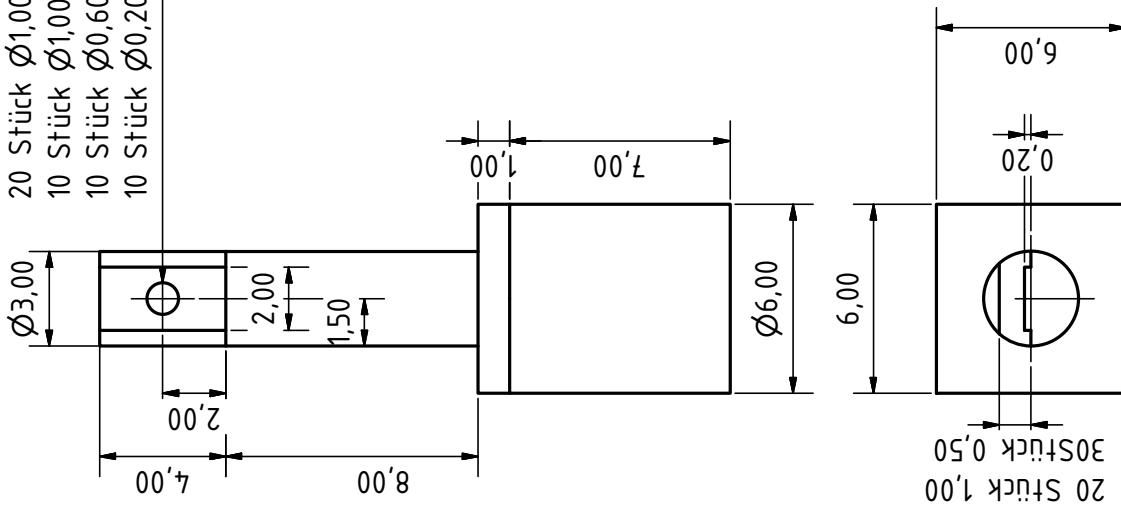
Targeteinsatz  
Stand: 27.06.2014

Material: Kupfer

Anzahl: 50



20 Stück Ø1,00 DURCH (Dicke 0,5 mm)  
10 Stück Ø1,00 DURCH (Dicke 1,0 mm)  
10 Stück Ø0,60 DURCH (Dicke 1,0 mm)  
10 Stück Ø0,20 DURCH (Dicke 0,5 mm)

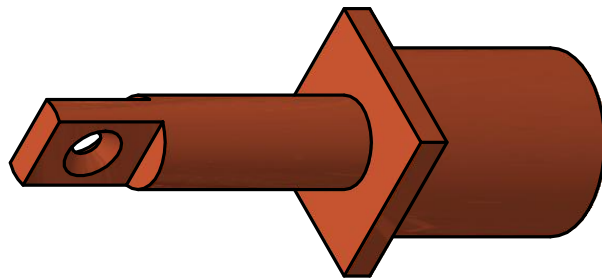
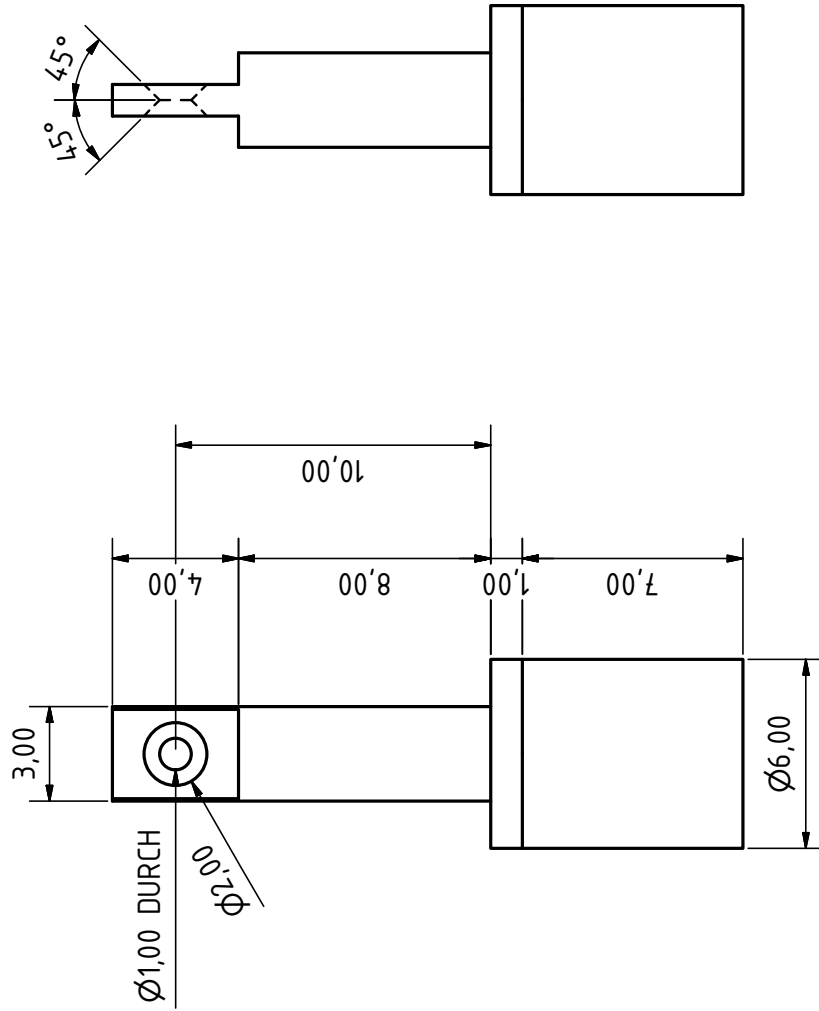


VON EINEM AUTODESK-SCHULUNGSPRODUKT ERSTELLT

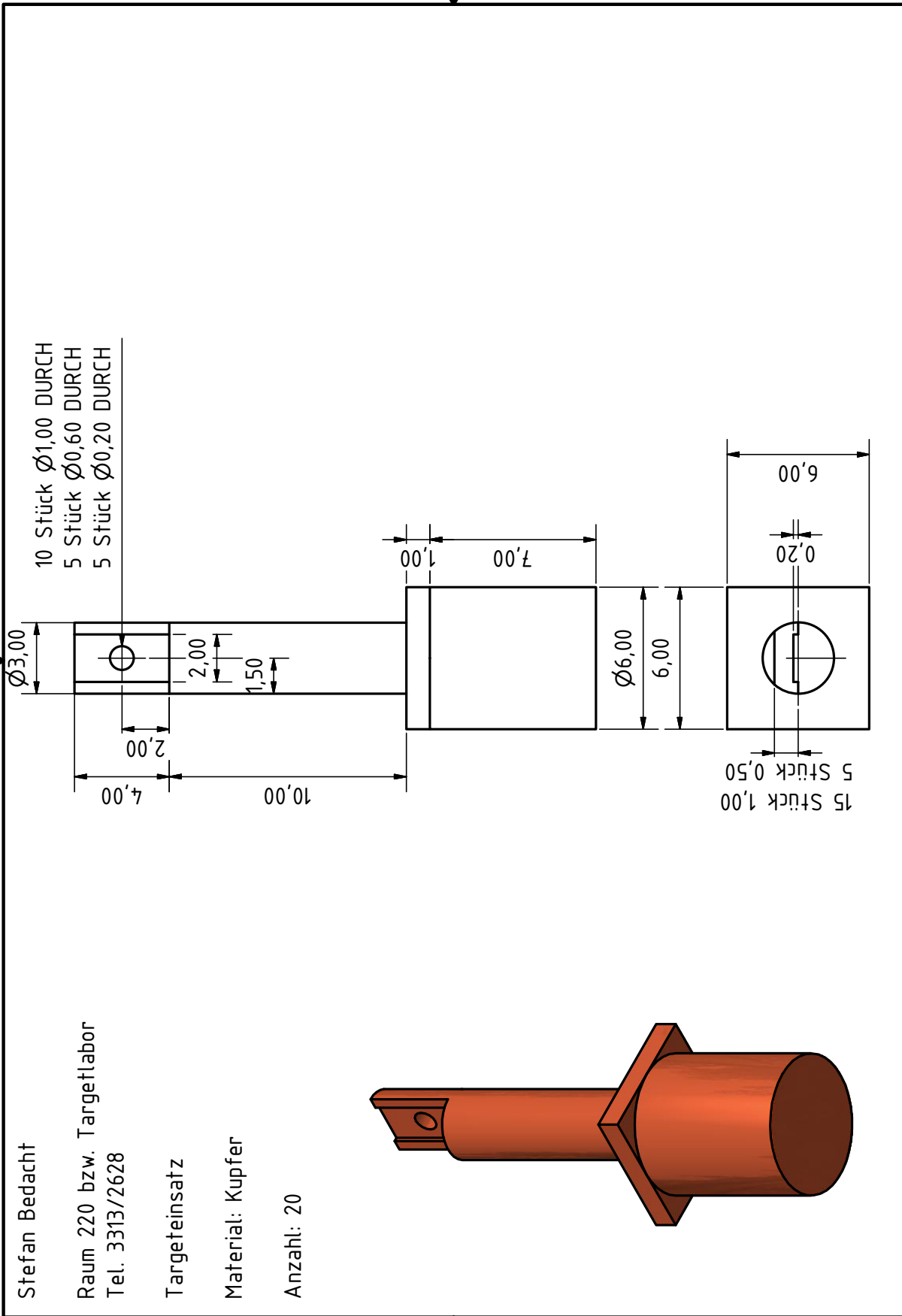
Name: Einsatz\_konfokal\_gefast.ipt  
Version: 09.07.2013

Material: Kupfer  
Anzahl: 10 Stück

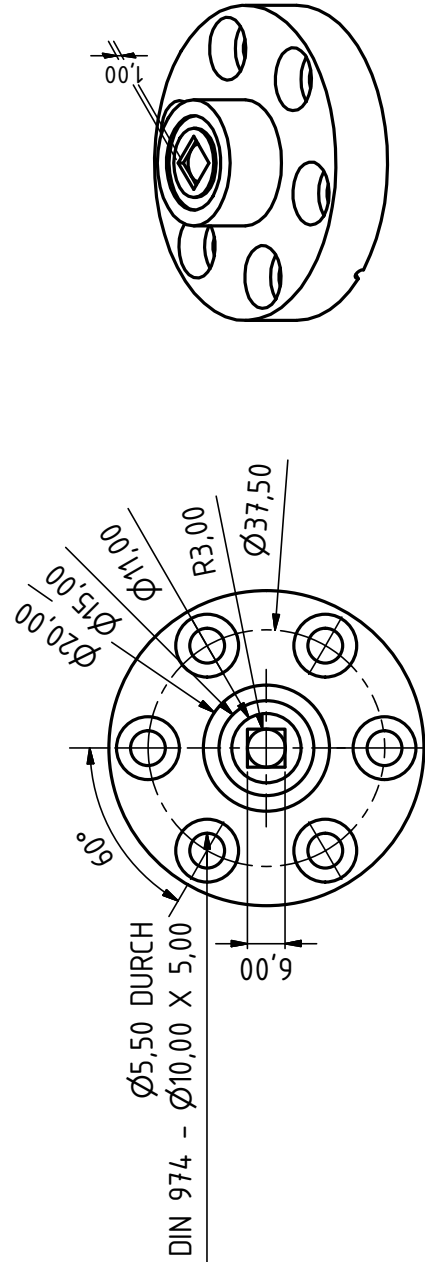
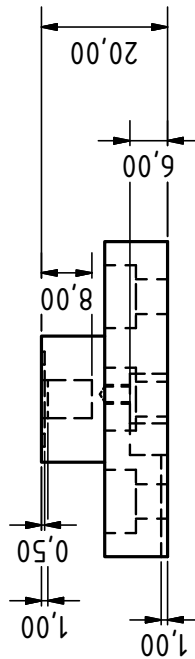
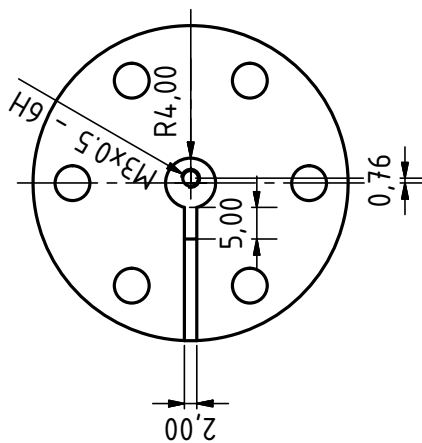
Stefan Bedacht  
sbedacht@ikp.tu-darmstadt.de  
Raum S2/16/1 bzw. Targetlabor  
Tel.: 3313 bzw. 2628



VON EINEM AUTODESK-SCHULUNGSPRODUKT ERSTELLT



VON EINEM AUTODESK-SCHULUNGSPRODUKT ERSTELLT



70H



Stefan Bedacht

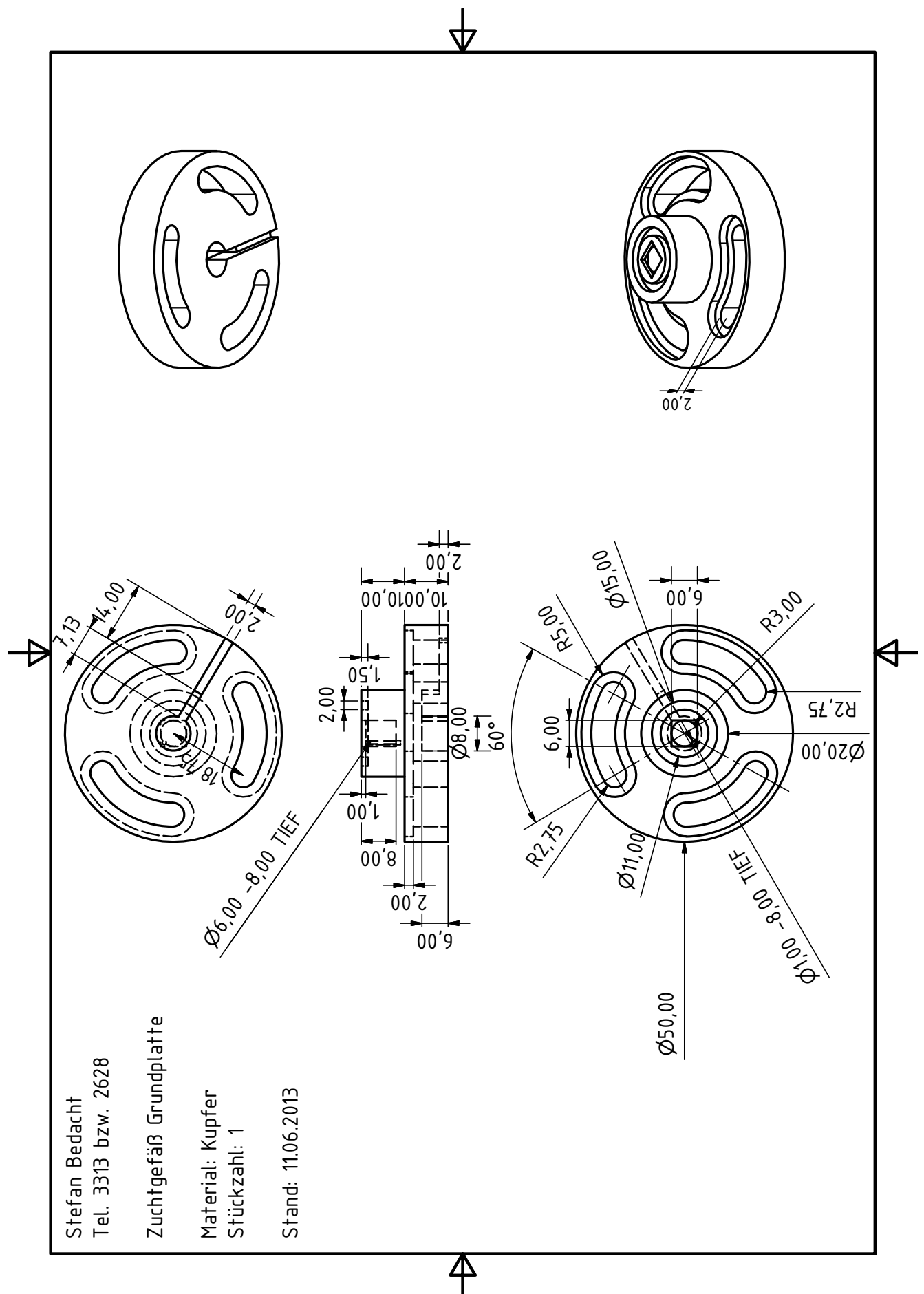
Tel. 3313 bzw. 2628

Zuchtgefäß Grundplatte

Material: Kupfer

Stückzahl: 1

Stand: 11.06.2013



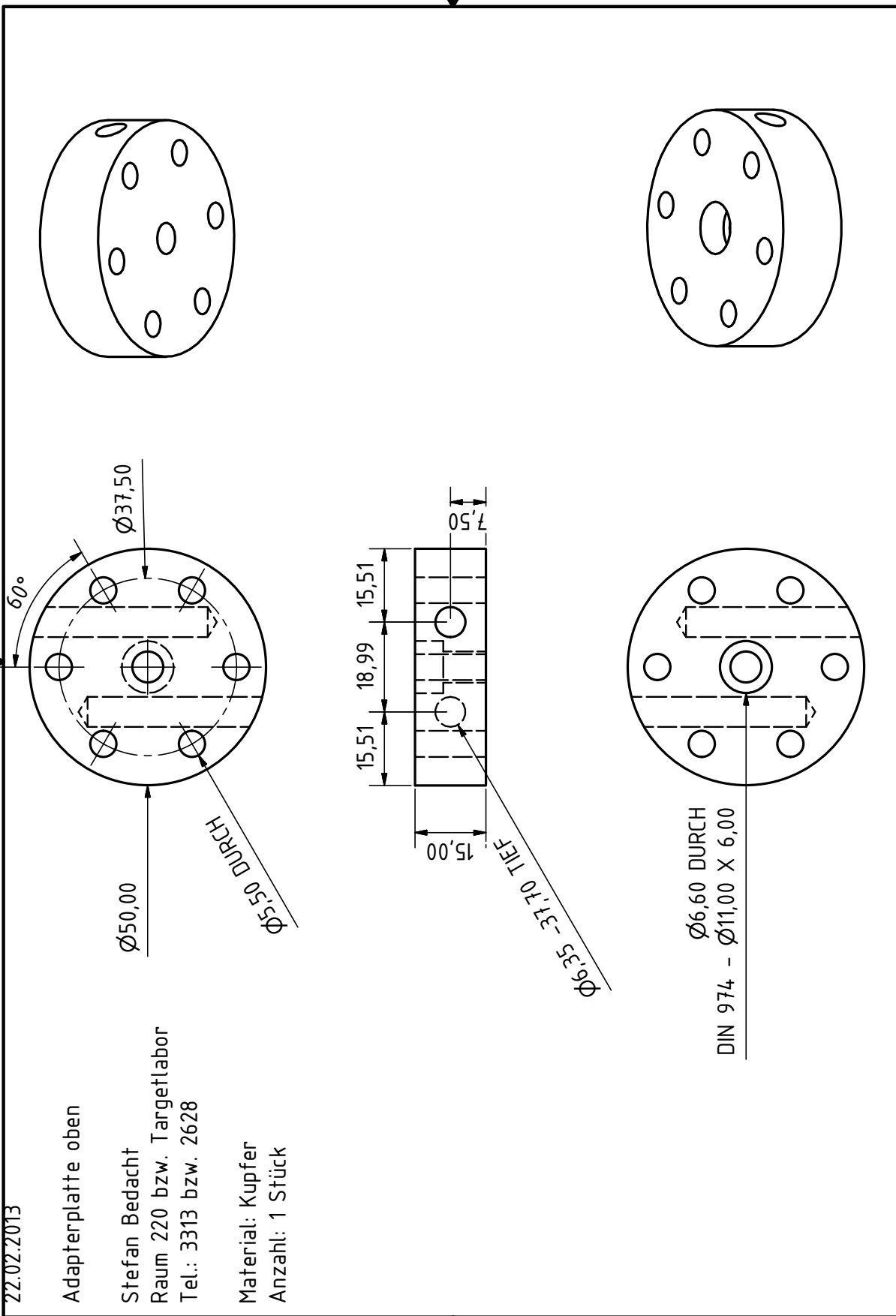
VON EINEM AUTODESK-SCHULUNGSPRODUKT ERSTELLT

22.02.2013

Adapterplatte oben

Stefan Bedacht  
Raum 220 bzw. Targetlabor  
Tel.: 3313 bzw. 2628

Material: Kupfer  
Anzahl: 1 Stück



VON EINEM AUTODESK-SCHULUNGSPRODUKT ERSTELLT

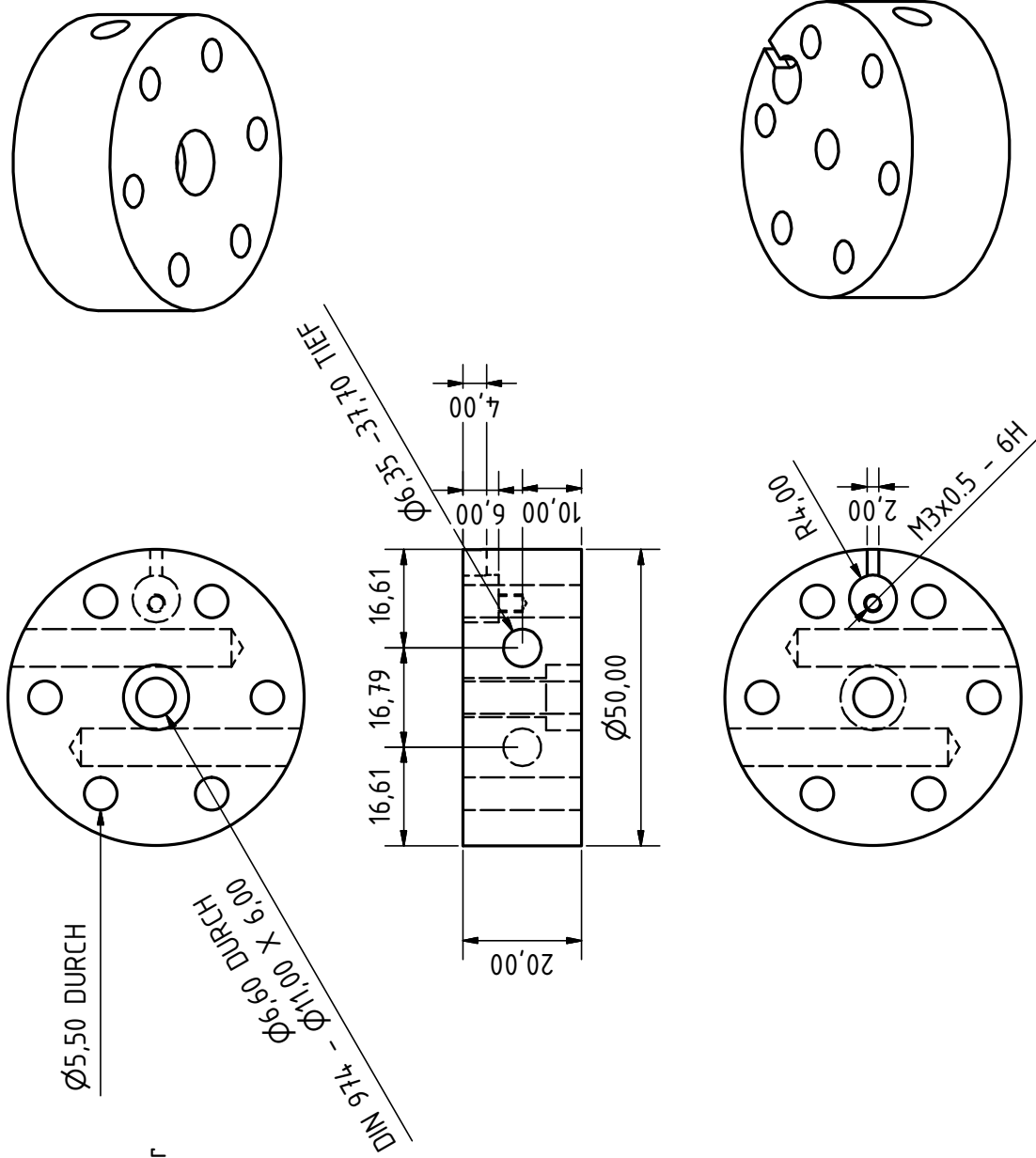
VON EINEM AUTODESK-SCHULUNGSPRODUKT ERSTELLT

21.02.2013

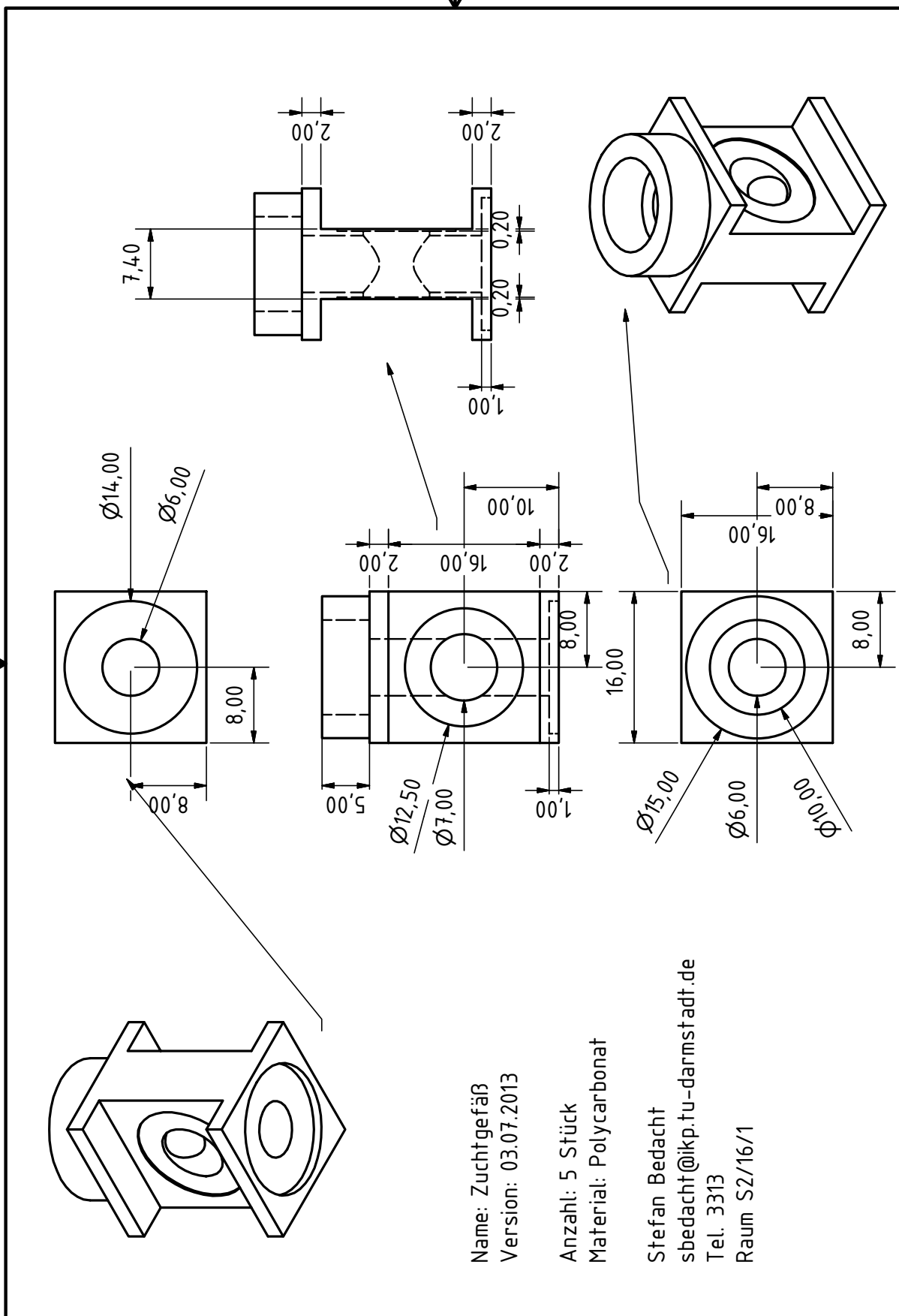
Adapterplatte unten

Stefan Bedacht  
Raum 220 bzw. Targetlabor  
Tel.: 3313 bzw. 2628

Material: Kupfer  
Anzahl: 1 Stück



VON EINEM AUTODESK-SCHULUNGSPRODUKT ERSTELLT



Name: Zuchtgefäß  
Version: 03.07.2013

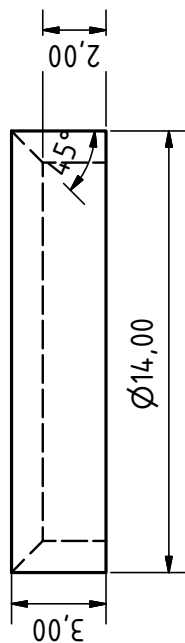
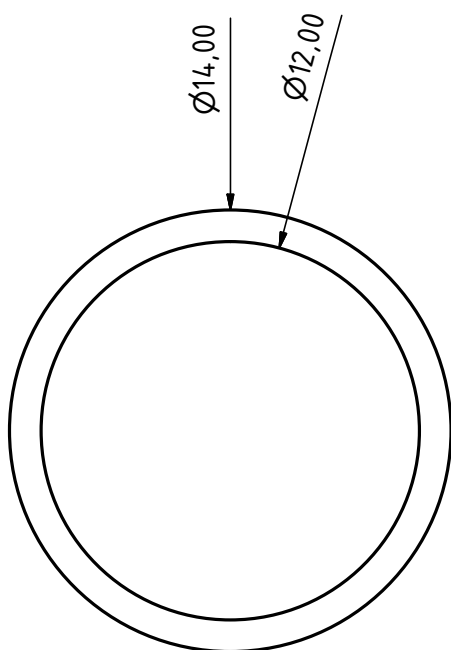
Anzahl: 5 Stück  
Material: Polycarbonat

Stefan Bedacht  
sbedacht@ikp.tu-darmstadt.de  
Tel. 3313  
Raum S2/16/1

Name: Schneidring\_3mm\_spitzz.ipt  
Version: 03.07.2013

Material: Edelstahl  
Anzahl: 2 Stück

Stefan Bedacht  
sbedacht@ikp.tu-darmstadt.de  
Raum S2/16/1 bzw. Targetlabor  
Tel.: 3313 bzw. 2628



VON EINEM AUTODESK-SCHULUNGSPRODUKT ERSTELLT

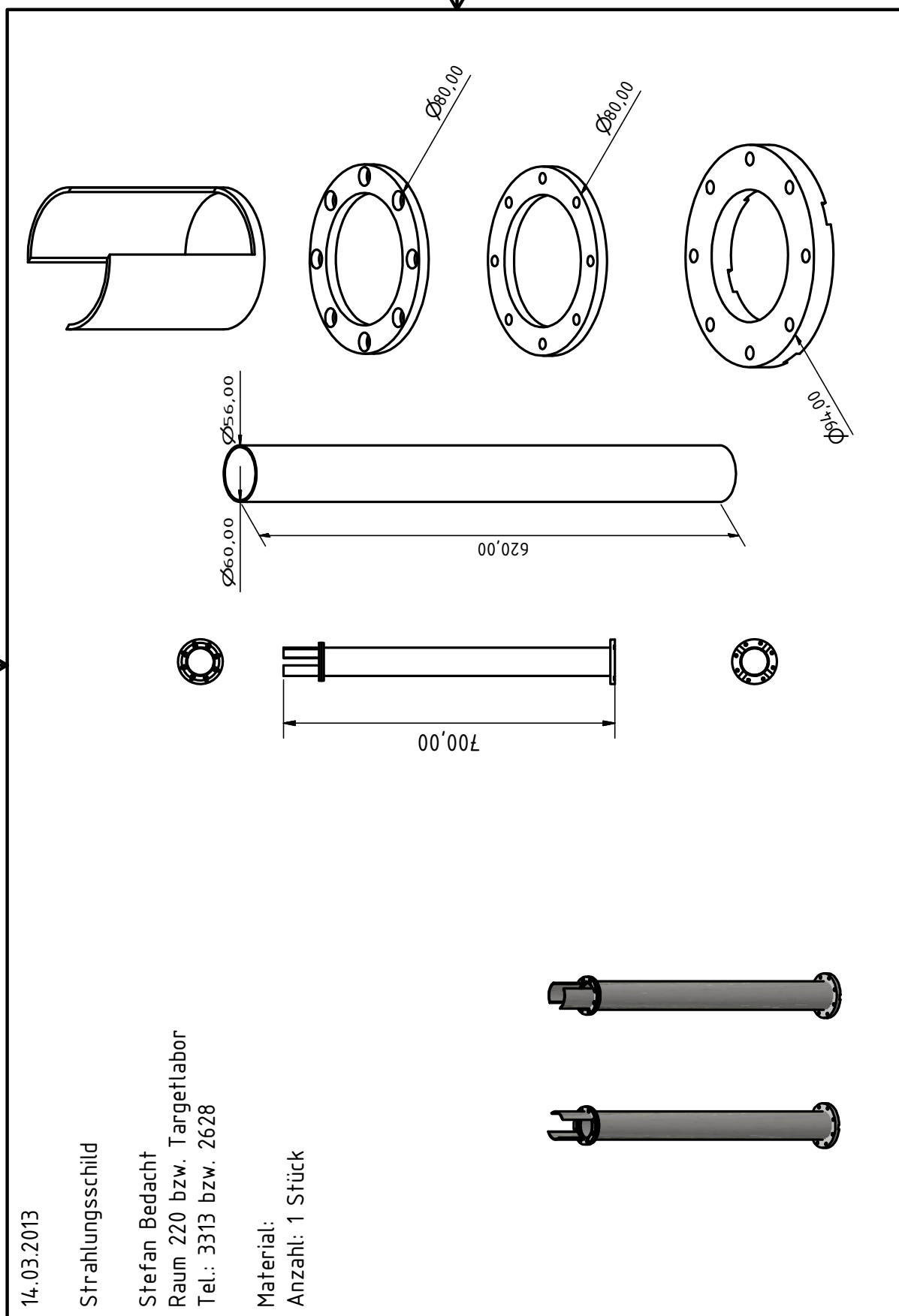
14.03.2013

Strahlungsschild

Stefan Bedacht  
Raum 220 bzw. Targetlabor  
Tel.: 3313 bzw. 2628

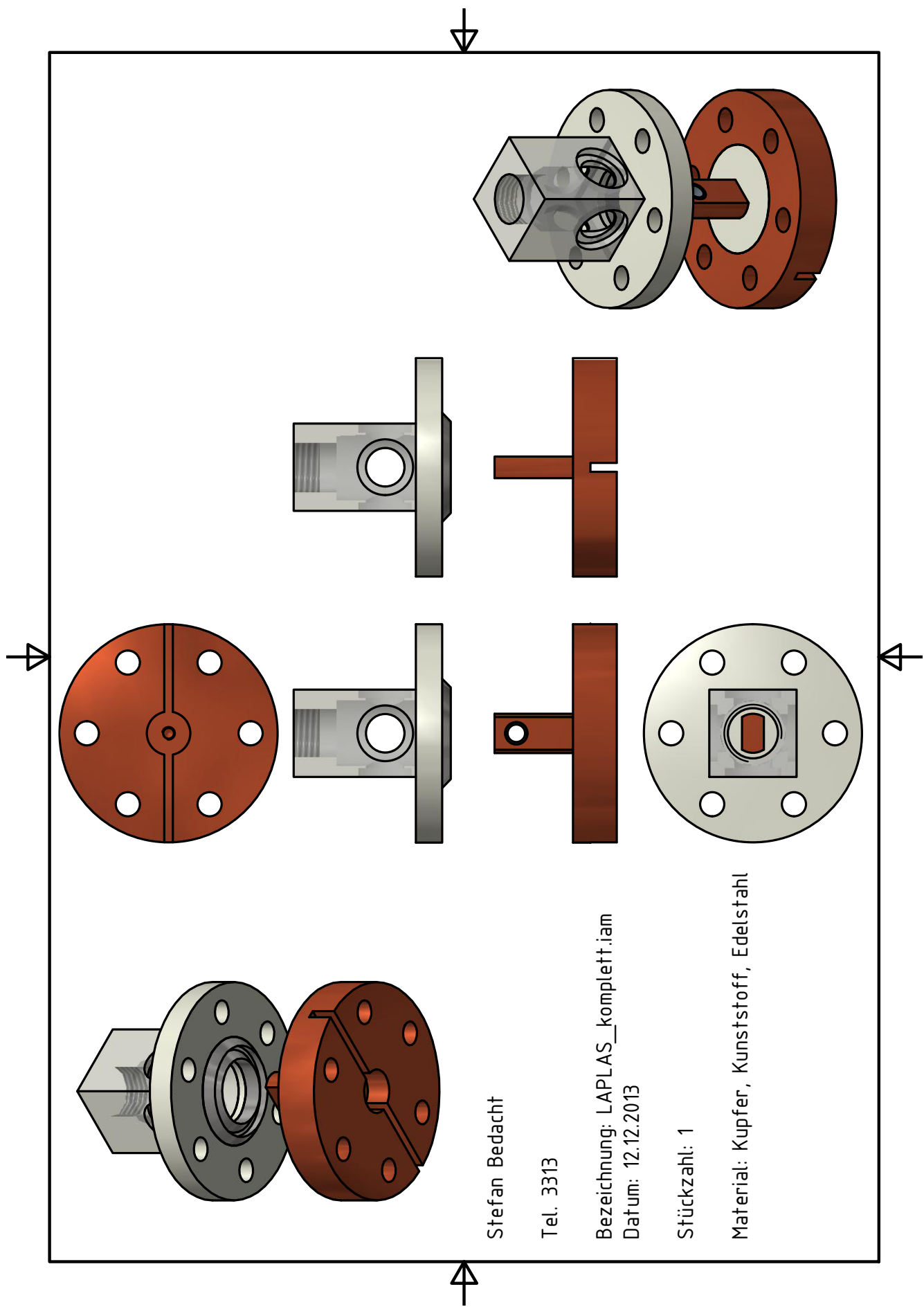
Material:  
Anzahl: 1 Stück

VON EINEM AUTODESK-SCHULUNGSPRODUKT ERSTELLT

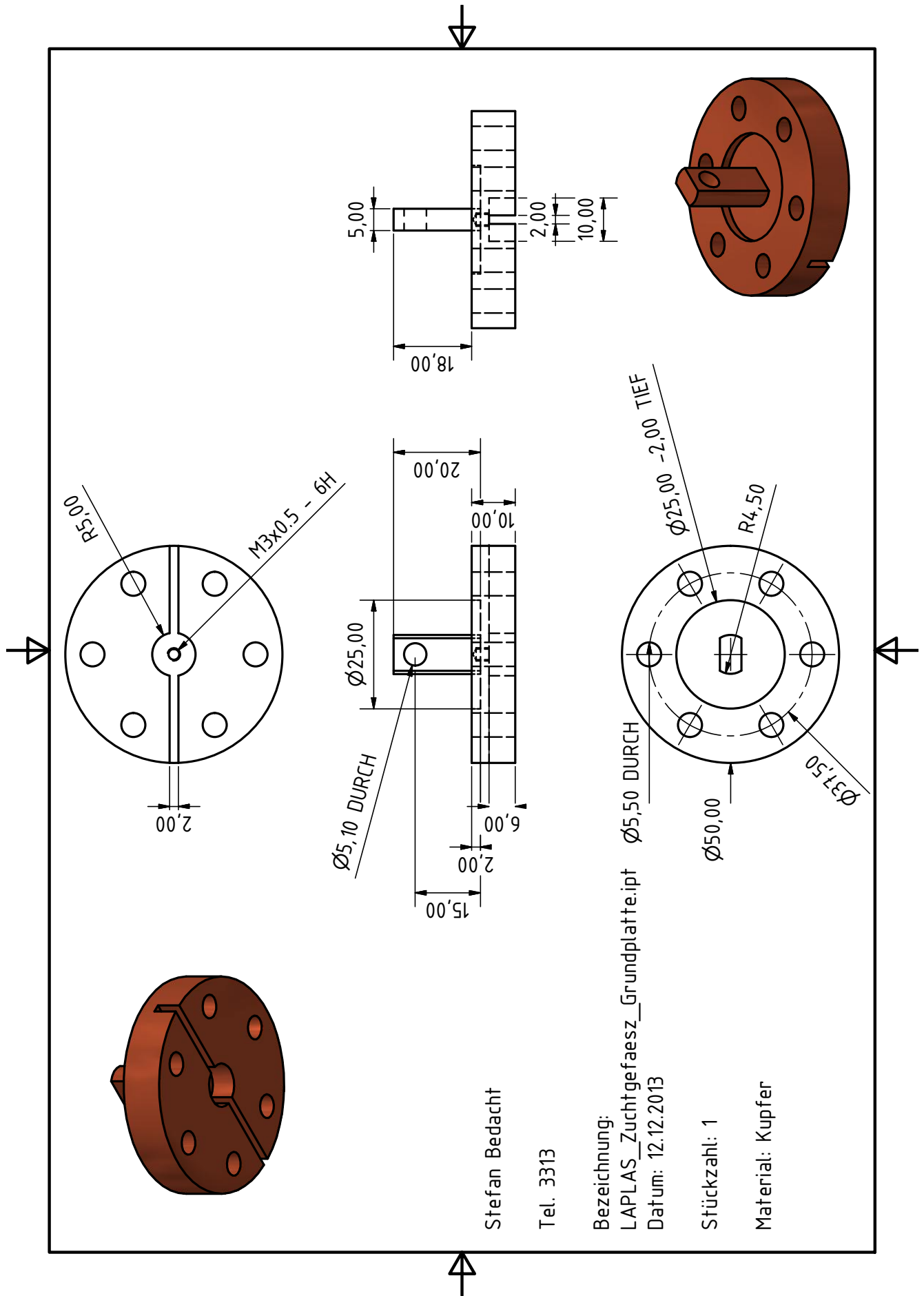


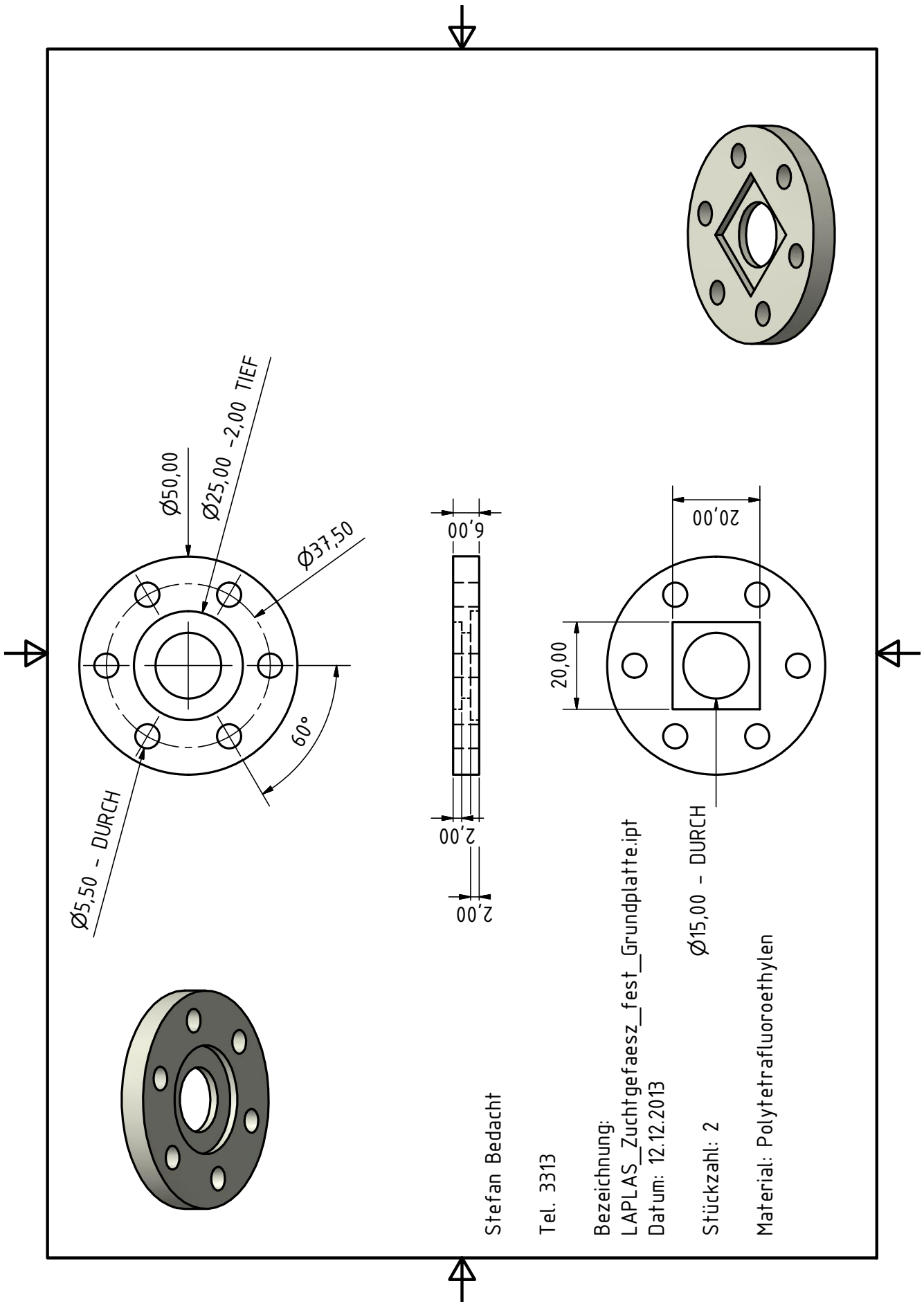
VON EINEM AUTODESK-SCHULUNGSPRODUKT ERSTELLT











Stefan Bedacht

Tel. 3313

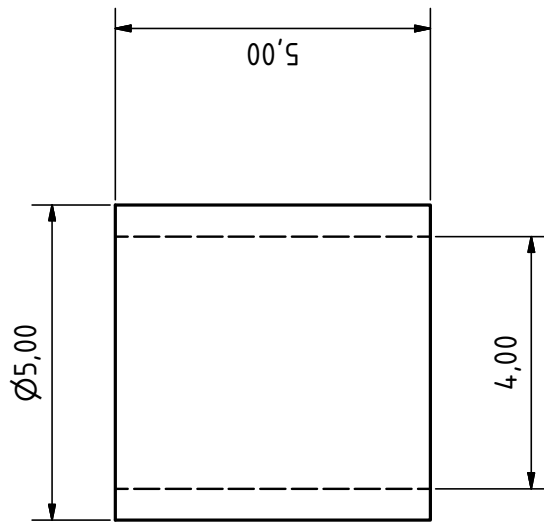
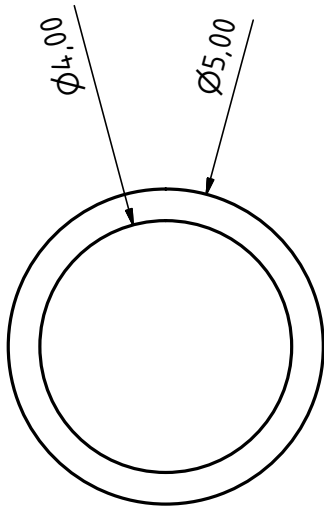
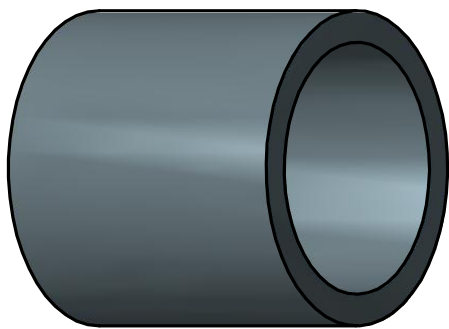
Bezeichnung:

LAPLAS\_Zuchtgefäsz\_fest\_Grundplatte.ipt

Datum: 12.12.2013

Stückzahl: 2

Material: Polytetrafluoroethylen



Stefan Bedacht

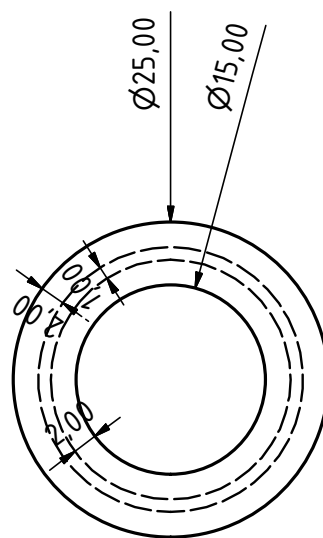
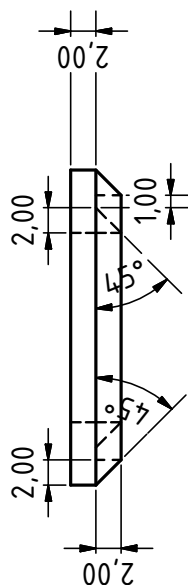
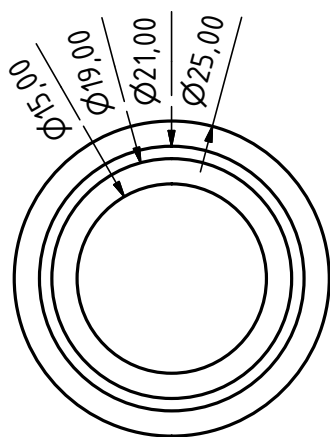
Tel. 3313

Bezeichnung: LAPLAS\_Target\_5mm.ipt

Datum: 12.12.2013

Stückzahl: 5

Material: Blei



Stefan Bedacht

Tel. 3313

Bezeichnung: LAPLAS\_Schneidring.ipt

Datum: 12.12.2013

Stückzahl: 1

Material: Edelstahl





---

## Danksagung

---

Zum Abschluss möchte ich mich bei all jenen bedanken, die maßgeblich zur Entstehung der Arbeit beigetragen und mich im Laufe des Projekts unterstützt haben:

Meinem **Doktorvater Dieter Hoffmann**, der mir eine Stelle in seiner Arbeitsgruppe gegeben und mich über das ganze Projekt hinweg unterstützt hat. Insbesondere bin ich dankbar für das große Vertrauen und das Übertragen von Verantwortung, sodass ich schon früh die ganze Bandbreite wissenschaftlicher Arbeit, d. h. Betreuung von Übungsgruppen, Forschungs- und Abschlussarbeiten sowie Projektanträge kennenlernen und gestalten durfte. Darüber hinaus hat er mir sämtliche Dienst- und Vortagsreisen ermöglicht, sodass ich nicht nur die wissenschaftliche Forschung, sondern auch einen großen Teil der Welt erfahren durfte. Insbesondere für die große Geduld mit mir und dem langen Prozess bis zur Fertigstellung dieser Arbeit möchte ich mich ganz herzlich bedanken!

**Markus Roth**, für die Aufnahme als „Dauergast“ in seine Arbeitsgruppe und die wissenschaftliche Unterstützung bei der Planung und Umsetzung der Experimente. Außerdem im besonderen Maße für die gelebte und ansteckende Begeisterung für Physik und die Forschung und die moralische Unterstützung im Kellerlabor bei vielen erfolglosen (und wenigen erfolgreichen) Experimenten. Ohne Markus und seine Stadtrundfahrt wäre ich sicher niemals in Darmstadt gelandet.

**Gabriel Schaumann**, der meine Arbeit am IKP maßgeblich betreut hat und immer für ein hilfreiches Fachgespräch oder ein aufbauendes Nichtfachgespräch zur Verfügung stand. Dank Gabriel hat sich immer alles irgendwie irgendwo auftreiben lassen; und wenn es nicht am IKP verfügbar war, dann gab es irgendwo anders irgendwen, der jemanden kannte, der etwas hatte. . . Auch hat Gabriel einen Großteil der Bürokratie im Hintergrund auf sich genommen, damit auch noch ein bisschen Zeit für Forschung übrig blieb. Außerdem war es Gabriel, der früh den Kontakt zu den Kollegen in England hergestellt und somit die Weichen für viele spannende (und einige wenig erfolgreiche) Tage auf der Insel gestellt hat.

**Florian Wagner**, mit dem ich sämtliche Experimente geplant und durchgeführt habe. Florian ist nicht nur ein herausragender Wissenschaftler sondern auch ein super Kumpel, auf den stets Verlass ist und der mit viel Tatendrang und Durchhaltevermögen alle Strahlzeiten durchgestanden hat. Ohne Florians Unterstützung (technisch und moralisch) wäre diese Arbeit niemals möglich gewesen! Alleine schon deshalb, weil ich ohne Florians Ungeduld vermutlich heute noch das Setup für den ersten Schuss auf den letzten  $\mu\text{m}$  genau versuchen würde auszurichten. . .

**Alex Ortner**, der die zweite große Stütze bei allen Experimenten war. Alex hat mit vielen kreativen Ideen und Basteleien (und trotz „flinker Finger“) wesentlich zum (am Ende halbwegs) funktionierenden Kryoaufbau beigetragen und war zusammen mit Florian das beste Team, das man sich für wochenlange Experimente, deren Planung und die Zelebrierung von (Miss-)Erfolgen wünschen kann. Allein Alex' unermüdlicher Einsatz in England beim Versuch das Experiment doch noch irgendwie mittels „German Engineering“ zu retten werde ich nie vergessen.

**Dennis Schumacher**, von dem ich mir vieles an Team- und Strahlzeitorganisation abschauen durfte. Danke auch für Deine klare Meinung, die spaßigen gemeinsamen Freizeitaktivitäten und vor allem für die allerbesten Strahlzeitbilder, die man sich wünschen kann!

**Alexandra Tebartz**, die beste Bachelorandin/Masterandin/Nachfolgedoktorandin, die man sich wünschen kann. Danke, dass Du mich so lange im Büro ertragen und so vieles am Projekt mitgestaltet hast! Danke auch für die zahllosen Terry-Pratchett-Zitate, die meinen Wortschatz an Terry-Pratchett-Zitaten um den Faktor 1000 oder mehr gesteigert haben dürften.

**Bernhard Zielbauer**, dem Daniel Düsentrieb des PHELIX-Teams. Ohne Bernhard und den Inhalt seiner vielen Schubladen in der Target Area wäre das Kryoexperiment viel früher zum Scheitern verurteilt gewesen. Danke für die Geduld und die Akribie beim Zusammenbauen des großen Kryopuzzles!

**Vincent Bagnoud und dem PHELIX-Team**, für die fantastische Unterstützung vor und während den Strahlzeiten. Dank Vincent und des ganzen PHELIX-Teams habe ich mich bei allen Experimenten nicht nur als „User“, sondern als Teil einer großen Wissenschaftlerfamilie gefühlt, die nicht nur Dienst nach Vorschrift geleistet hat und mit Begeisterung bei der Sache war. Unvergessen auch die Putzaktion im Allerheiligsten in der aufwändigsten Reinraumgar nitur, die ich jemals an hatte.

---

**Robert Jaeger**, unserem Jäger und Sammler von Vakuumteilen und Experimentequipment jedweder Art. Roberts Privatfundus an Equipment hat mir nicht nur einmal das Experiment gerettet, insbesondere, als die systemkritische Membranpumpe pünktlich zur Strahlzeit das Zeitliche gesegnet hat.

**Alexander Waltinger**, der nicht nur ein fleißiger Helfer rund um das Targetlabor war, sondern vor allem auch ein sehr guter Freund außerhalb der Uni. Ohne Alex' Umzüge hätte ich auch gar nicht gewusst, was ich mit meiner Freizeit anfangen soll.

**Victor Schanz**, der nicht nur durch die Betreuung des Thomson-Parabel-Spektrometers zur Strahlzeit beigetragen hat, sondern auch mit seinem böseartigen Sinn für Humor und seiner entspannten Art.

**Stephanie Geschwind**, die mit großer Sorgfalt und Zuverlässigkeit die Auswertung der RCF-Stapel während der PHELIX-Strahlzeiten auf sich genommen und eine tolle Bachelor-Arbeit daraus gemacht hat.

**Markus Hesse**, der eifrig simuliert und gebastelt hat, um die Platinsensoren rechtzeitig zur Strahlzeit fertigzustellen und ein super engagierter Bachelor-Student war.

**Frank Mertins**, der das Setup für die chromatisch konfokalen Sensoren aufgebaut sowie getestet hat und mit seiner entspannten Art mein Lieblings-Odenwälder geworden ist.

**Allen Mitgliedern der AG Markus Roth**, die mich als Mitglied Ihrer Arbeitsgruppe angenommen haben und als liebe Kollegen zu einer tollen Arbeitsatmosphäre beigetragen haben.

**Den Werkstattmitarbeitern des IKP**, die bei allen Fragen rund um Elektronik und Mechanik mit Rat und Tat zur Seite standen und selbst kurzfristige Aufträge überpünktlich umgesetzt haben.

**Dem Team am RAL**, das trotz aller Unzulänglichkeiten tapfer darum gekämpft hat die Strahlzeit zu retten.

**Meinen Eltern**, die mich während der ganzen Zeit seelisch, moralisch und finanziell unterstützt und immer an mich geglaubt haben.

---

## Lebenslauf

---

### Persönliche Daten

---

Name	Stefan Alexander Bedacht
Geburtstag	10.09.1984
Geburtsort	Würzburg

### Schulbildung

---

1995 – 2004	Mozart-Schönborn Gymnasium, Würzburg
Abschluss	Abitur

### Studium

---

2005 – 2008	Julius-Maximilians Universität, Würzburg
Studiengang	Diplom Physik
Abschluss	Vordiplom
2009	University of Texas at Austin, Austin (USA)
Studiengang	Physics
Abschluss	Master of Arts
Master-Thesis	Beam Diagnostics for the Texas Petawatt Laser Wakefield Acceleration Project
Arbeitsgruppe	Prof. Dr. Michael Downer
2010 – 2015	Technische Universität, Darmstadt
Fachbereich	Physik
Abschluss	Promotion
Dissertation	Kryogene Wasserstofftargets für Experimente zur Laser-Materie-Wechselwirkung
Arbeitsgruppe	Prof. Dr. Dr. h. c./RUS Dieter Hoffmann